Série A, n° 3919
N° d'ordre : 4770

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean GODART

PREMIÈRE THÈSE : Etude expérimentale d'un interrupteur hyperfréquence utilisant une diode à gaz à cathode chaude.

DEUXIÈME THÈSE : Proposition donnée par la Faculté.

Soutenues le 8 Juin 1962 devant la commission d'examen

MM. P. Grivet ..... *Président*
M. Laporte ..... *Examinateur*
J.-L. Delcroix ..... *Examinateur*

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41538112_0079

Série A, n° 3919
N° d'ordre : 4770

THÈSES

présentées

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean GODART

PREMIÈRE THÈSE : Etude expérimentale d'un interrupteur hyperfréquence utilisant une diode à gaz à cathode chaude.

DEUXIÈME THÈSE : Proposition donnée par la Faculté.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Soutenues le 8 Juin 1962 devant la commission d'examen

MM. P. Grivet ..... *Président*
M. Laporte ..... *Examinateur*
J.-L. Delcroix ..... *Examinateur*

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE D'UN INTERRUPTEUR HYPERFRÉQUENCE UTILISANT UNE DIODE A GAZ A CATHODE CHAUDE

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen ..... M. ZAMANSKY

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure
DE BROGLIE	T	Théories physiques
PRENANT	T	Anatomie et histologie comparées
GRASSÉ	T	Evolution des êtres organisés
PREVOST	T	Chimie organique
CHAUDRON	T	Chimie appliquée
WYART	T	Minéralogie et cristal.
TEISSIER	T	Zoologie
MANGENOT	T	Biologie vég. (Orsay)
AUGER	T	Physique quant. et relativité
MONNIER	T	Physiologie générale
PIVETEAU	T	Paléontologie
ROCARD	T	Physique (E.N.S.)
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.)
LAFFITTE	T	Chimie générale
FAVARD	T	Géométrie supérieure
COULOMB	T	Physique du globe
Mlle COUSIN	T	Biologie animale (S.P.C.N.)
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale
DRACH	T	Zoologie
KASTLER	T	Physique (E.N.S.)
EPHRUSSI	T	Génétique
RIVIÈRE	T	Géologie S.P.C.N. et sédim.
GAUTHERET	T	Biologie vég. (P.C.B.)
LUCAS R.	T	Recherches physiques
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire
ARNULF	T	Optique appliquée
MORAND	T	Physique enseignement
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.)
FORTIER	T	Mécanique exp. des fluides
DANJON	T	Astronomie
PETIT	T	Biologie maritime
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique
GALLIEN	T	Embryologie
EICHHORN	T	Botanique
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S.P.C.N.)
Mlle CAUCHOIS ..	T	Chimie physique
THELLIER	T	Physique du globe
L'HERITIER	T	Biologie générale (Orsay)
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay)
PONCIN	T	Mécanique générale
DUBEIL	T	Arithmétique et théorie des nombres
QUELET	T	Chimie organique
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire
CUVILLIER	T	Micropaléontologie
JUNG	T	Pétrographie
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique
WIEMANN	T	Chimie organique et struc.
JACQUINOT	T	Spectrographie et physique céleste (Orsay)
VASSY	T	Physique de l'atmosphère
DESTOUCHES	T	Théories physiques
AMIEL	T	Chimie générale
HOCART	T	Minéralogie et cristallog.
J.P. MATHIEU	T	Physique (optique)
COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.)
MAY	T	Zoologie (Orsay)
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et topologie
FELDMANN	T	Biologie végétale marine
GUINIER	T	Physique des solides (Orsay)
JOST	T	Physiologie comparée
FORTET	T	Calcul des probabilités et physique mathématique
SCHWARTZ	T	Calcul diff. et intégral
CHOUARD	T	Physiologie végétale
MALAVARD	T	Aviation (techn. aéronaut.)
BRELOT	T	Calcul diff. et intégral
NORMANT	T	Synthèse organique générale
BENARD	T	Chimie minérale
BUVAT	T	Botanique
DUGUÉ	T	Statistiques mathématiques
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie
ULRICH	T	Physiologie végétale
MARÉCHAL	T	Optique théorique et appl.
KIRRMANN	T	Théories chimiques
CHADEFAUD	T	Botanique
Mlle LE BRETON ..	T	Physiologie de la nutrition
SALEM	T	Mathématiques générales
LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie
DEVILLERS	T	Anatomie et histologie comp.
EHRESMANN	T	Topologie algébrique
FRANÇON	T	Physique (S.P.C.N.)
GLANGEAUD	T	Géographie physique et géologie dynamique
GODEMENT	T	Mathématique (M.P.C.)
PISOT	T	Tech. mathém. de la phys.
ROCH	T	Géologie
SCHATZMAN	T	Astrophysique
TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales
LENNUIER	T	Physique (M.G.P.)
RIZET	T	Génétique (Orsay)
ROUTHIER	T	Géologie appliquée
Mme TONNELAT ..	T	Physique théorique
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.)
SOUCHAY	T	Chimie générale
AIGRAIN	T	Electrotechnique générale
BRUSSET	T	Chimie systématique
M. LÉVY	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme CHAIX	T	Chimie biologique
Mme HUREL-PY ..	T	Biologie végétale (P.C.B.)
PIAUX	T	Chimie (M.P.C.)
BRUN	T	Mécanique théor. des fluides
LEDERER	T	Chimie biologique
Mme DUBREIL		Mathématique (Agrégation)
Mme LELONG	T	Mathématiques (E.N.S.)
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.)
COTTE	T	Physique électricité
DUBOIS J. E.	T	Chimie organique
LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.)
MICHEL A.	T	Chimie minérale (Orsay)
OLMER	T	Energétique générale
ROUAULT	T	Electricité (Orsay)
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée
BARCHEWITZ	T	Chimie physique
BROSSEL	T	Physique atomique
BUSER		Physiologie comparée
CAMUS		Physiologie vég. B.M.P.V.
CASTAING	T	Physique (Orsay)
CURIEN	T	Minéralogie et cristallog.
MOYSE	T	Physiologie végétale (Orsay)
NOIROT		Evolution des Êtres organ.
PANNETIER	T	Chimie générale (Orsay)
POSSOMPES	T	Zoologie
PULLMANN	T	Chimie théorique

TEILLAC	T	Physique nucléaire et radio-activité
TONNELAT	T	Biologie physico-chimique
VILLE	T	Econométrie
WILLEMART	T	Chimie (P.C.B.)
DODE	T	Chimie (Orsay)
FREYMANN	T	Recherches physiques
GUINOCHET	T	Biologie vég. S.P.C.N. (Orsay)
ROLLET	T	Chimie (P.C.B.)
Mlle JOSIEN	T	Chimie S.P.C.N.
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes
ARNOULT	T	Electronique (Orsay)
CHAPELLE	T	Physique (Orsay)
DELANGE	T	Mathématiques (Orsay)
DENY	T	Mathématiques gén. (Orsay)
GERMAIN	T	Mécanique théor. des fluides
LUCAS G.	T	Géologie
ALLARD	T	Chimie physique
BERTHELOT	T	Physique fondamentale des hautes énergies (Orsay)
BRICART	T	Météorologie et physique de l'atmosphère
Mme ALBE-FESSARD		Psychophysiologie
FRIEDEL		Physique des solides (Orsay)
M. JULIA		Etudes des moléculaires naturelles complexes
LENDER	T	Biologie anim. (S.P.C.N. Ors.
MAGAT		Physico-chimie des radio-éléments
Mlle QUINTIN	T	Electrochimie
MONOD	T	Chimie du métabolisme
BENOIT	T	Physiologie animale (Orsay)
DE POSSEL	T	Analyse numérique
CHARLOT	T	Chimie analytique
HAISSINSKY	T	Radiochimie
LEMÉE	T	Physiolog. vég. B.M.P.V. (Ors.)
GUÉRIN	T	Chimie M.P.C. (Orsay)
CHATELET M.		Chimie (P.C.B.)
JEAN	T	Physique nucléaire (Orsay)
MATTLER	T	Physique S.P.C.N.
MICHEL L.		Physique théor. des hautes énergies (Orsay)
BERGERARD		Zoologie (Orsay)
BERTEIN		Electronique (Orsay)
BOUISSIÈRES		Chimie des radio-éléments (Orsay)
Mme COUTURE		Thermodynamique et Mécanique physique
ELLENBERGER		Géologie appl. sur le terr.
FRANC		Biologie animale (P.C.B.)
SCHNELL		Botanique tropicale (Orsay)
STOLKOWSKI		Physiologie générale
ACHER		Chimie biologique (Orsay)
BAUDOIN		Biologie animale P.C.B.
BEAUMONT		Biologie animale S.P.C.N.
BLAMONT		Géophysique ionosphère
BOURREAU		Botanique
CURIE D.		Physique M.G.P.
DURAND-DELGA		Géologie
FREON	T	Chimie organique (Orsay)
HELLER		Physiologie végétale
TORTRAT		Calcul des probabilités
CAILLEUX		Géologie (S.P.C.N.)
MAGNAN	T	Physique (S.P.C.N.)
DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appl. à la chim. théor. et à la physique nucléaire
Mlle FOURCROY		Biologie végétale (S.P.C.N.)
Mme CHOQUET-BRUHAT	T	Mécanique analytique et mécanique céleste
Mlle VEIL		Physiologie générale
LWOFF	T	Microbiologie
SIENSTRUNCK	T	Mécanique phys. et expérim.
LACOMBE	T	Métallurg. des métaux nucl.
BROCHARD	T	Physique P.C.B. (Orsay)
CABANNES	T	Mécanique générale
LESIEUR	T	Mathématiques M.P.C. (Ors.)
MAZET	T	Mécanique générale (Orsay)
CAIRE		Géographie physique et géodynamique
COMOLET		Mécanique des fluides
CORABOEUF		Physiologie animale
DELLOUE		Physique de l'exosphère
GORENFLOT		Botanique II (Orsay)
HOUILLON		Biologie animale P.C.B.
JULLIEN J.		Chimie P.C.B.
MALGRANGE		Technique math. de la phys.
OLIVIER		Anthropologie
NOZERAN	T	Botanique II (Orsay)
BLANC-LAPIERRE		Physique E.N.S. (Orsay)

Secrétaire général ..... R. POULLAIN

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Recherches Electroniques à l'Institut du Radium sous la direction de M. le Professeur LAPORTE, *à qui je tiens à exprimer ici ma respectueuse gratitude pour la confiance qu'il m'a accordée en m'indiquant le sujet de cette thèse, ainsi que pour les conseils et les encouragements qu'il m'a constamment prodigués.*

Je tiens à remercier tout particulièrement M. BARAVIAN *dont la collaboration est à l'origine d'un important chapitre.*

Je remercie également M. MUSSON GENON, *ainsi que l'ensemble du service de M.* BRICON *de la Compagnie* THOMSON HOUSTON *qui m'ont obligeamment prêté du matériel hyperfréquence, ce qui m'a permis d'entreprendre plus rapidement mes expériences.*

Je ne saurais oublier le service de M. HUBER *de la C.S.F. qui a mis gracieusement à ma disposition les cathodes utilisées au cours de ces expériences.*

J'adresse enfin mes remerciements au personnel du Laboratoire qui par son aide matérielle m'a permis de mener à bien ce travail.

INTRODUCTION

ETUDE EXPERIMENTALE D'UN INTERRUPTEUR HYPERFREQUENCE UTILISANT UNE DIODE A GAZ A CATHODE CHAUDE

Pour interrompre rapidement la propagation d'ondes hyperfréquence vers un récepteur placé en dérivation sur un guide d'onde, on interpose habituellement des tubes cavité à gaz fonctionnant avec des électrodes froides. Le champ H.F. sert à ioniser le gaz, désaccordant ainsi la cavité.

Ces tubes dits T.R. sont utilisés dans les appareils radar. Il est nécessaire qu'ils répondent aux conditions suivantes :

1°) Assurer un amorçage quasi instantané du tube, soit un haut degré d'ionisation en un temps extrêmement court afin d'éviter qu'avant cet amorçage un apport plus grand d'énergie atteigne et détériore un récepteur sensible placé à la suite du tube.

2°) Avoir une rapide décroissance de la conductibilité électronique dès la fin de l'émission pour permettre au récepteur de recevoir intégralement l'énergie d'un signal de faible niveau réfléchi par l'obstacle et décalé dans le temps par rapport à la fin du signal émetteur haut niveau, décalage très court si l'obstacle est très rapproché.

Il nous a été proposé par M. le Professeur Laporte, d'employer un tube cavité comprenant une diode à gaz à cathode chaude qui dans des conditions convenables permettrait d'obtenir des performances meilleures à ces différents points de vue, à savoir :

A) *Amorçage de la décharge à moindre puissance hyperfréquence, retard moyen à l'amorçage diminué.*

On sait que l'étude de la caractéristique Volt-Ampère d'une diode à gaz à cathode chaude montre qu'il existe une brusque augmenta-

tion de l'intensité du courant thermoélectronique dès que la tension appliquée aux bornes du tube atteint la tension d'amorçage.

Cet accroissement de l'intensité du courant est produit par la suppression locale de la charge spatiale négative par un petit nombre d'ions positifs, ce qui permet d'obtenir une émission qui atteint la valeur de saturation des cathodes utilisées.

Il y avait lieu d'espérer que cette neutralisation se fasse en un temps extrêmement court (de l'ordre de 0,01μs.).

Les propriétés ci-dessus rappelées ont paru pouvoir être utilisées pour réaliser un interrupteur très haute fréquence à cathode chaude, interrupteur très rapide et de durée très brève.

Nous avons à cet effet appliqué en permanence entre les électrodes d'une diode à cathode chaude placée dans une cavité résonnante, une tension anodique très légèrement inférieure au potentiel d'amorçage de la décharge, de façon que la superposition d'un champ très haute fréquence, même de faible puissance, suffise à provoquer presque instantanément l'ionisation du gaz par chocs électroniques ; l'augmentation brusque du courant thermoélectronique et de la densité électronique qui provoque le désaccord de la cavité (1) permettant l'interruption désirée de la transmission.

Les électrons émis par la cathode avant superposition du champ H.F. serviront d'électrons germes et seront émis en nombre constant pour une tension continue appliquée ; de plus, le point de départ de l'émission des électrons étant la cathode, ce point est le plus favorable pour l'ionisation du gaz le long de leur parcours vers l'anode. Ces deux effets permettent d'envisager une diminution du retard moyen à l'allumage.

B) *Diminution du temps de désionisation.*

Les tubes T.R. à électrodes froides conservent un certain temps après le passage d'un train d'ondes à l'émission, une densité électronique suffisante pour empêcher la réception des signaux émis par des échos très rapprochés.

Pour accélérer la disparition des électrons, on favorise le processus de leur fixation sous forme d'ions négatifs en introduisant des gaz électronégatifs qui fixent les électrons à l'état d'ions.

L'introduction de gaz électronégatifs présente l'inconvénient de créer des réactions chimiques (favorisées par la décharge) ce qui modifie la composition du mélange gazeux en fonction du temps, ne permettant pas d'assurer la continuité des performances initiales du tube.

(1) Voir Appendice n° 1

L'emploi d'une diode à cathode chaude se présente favorablement si la pression du gaz est choisie de façon que l'ionisation par le champ demeure faible, la conductibilité étant alors assurée en majeure partie par le courant thermoélectronique : la densité ionique étant inférieure à celle des électrons le phénomène très rapide de diffusion quasi libre des électrons doit se présenter, auquel viendra s'ajouter favorablement l'effet de leur entraînement par la tension continue.

Ces deux modes de disparition des électrons ont paru susceptibles de permettre d'éviter l'emploi de gaz électronégatifs et d'obtenir le maintien au cours du temps des performances initiales du tube.

CHAPITRE PREMIER

ETUDE ET REALISATION DE L'INTERRUPTEUR

Nous désirons réaliser une cavité résonnante métallique pour ondes de 3 cm. comportant une cathode chaude et une anode suffisamment bien isolée pour supporter l'établissement d'une différence de potentiel pouvant atteindre plusieurs centaines de volts.

Cette cavité devait en outre présenter les avantages suivants :

1°) Facilité de construction.

2°) Avoir un coefficient de surtension élevé pour provoquer un désaccord rapide de la cavité.

3°) Permetre un réglage de la fréquence de résonnance.

4°) Etre étanche, de façon à permettre l'introduction de gaz sous la pression choisie comme étant la plus favorable.

Ces conditions ont fait porter notre choix sur l'emploi d'une cavité rentrante longue du type rhumbatron. Une cavité de ce type présente avantageusement un champ électrique maximum suivant son axe, en conséquence il était indiqué de placer les électrodes suivant cet axe (là où se fait l'échange d'énergie H.F. avec les électrons), les lignes de force du champ coïncidant avec la trajectoire du faisceau électronique émis par la cathode de façon à favoriser, sous l'action du champ H.F. l'ionisation du gaz par les électrons émis par la cathode chaude.

Les cavités rhumbatron ne sont pas calculables directement à l'aide de fonctions analytiques, on est obligé de décomposer le volume de la cavité en différents volumes simples et de rechercher pour chaque volume des solutions qui satisfassent aux conditions aux limites, puis d'utiliser une méthode de raccordement pour les deux solutions trouvées précédemment.

Le résultat des calculs est un ensemble de valeurs numériques généralement représenté sous forme d'abaques. On peut toutefois pour des formes simples obtenir de bonnes approximations à l'aide

d'expressions analytiques, c'est ainsi que pour une cavité de révolution dans laquelle

$$L \geqslant r_2 - r_1$$

avec : 2d demi-distance interélectrodes.

L : longueur du demi axe de la cavité cylindrique.

r_1 : rayon de la partie capacitive, c'est-à-dire rayon des électrodes.

r_2 : rayon intérieur de la cavité.

On peut, en fonction des paramètres de construction ; r_1, r_2, L et 2 d déterminer les caractéristiques fondamentales de la cavité à savoir :

Z_0 : impédance caractéristique

C_0 : capacité de l'espace interélectrodes.

f_0 :fréquence de résonnance.

Q_0 : surtension à vide.

Nous avions à choisir les valeurs des paramètres géométriques. Le rayon r_1 de la cathode doit être petit, sa valeur nous a été imposée par les cathodes que nous pouvions nous procurer (cathode 103 de la C.S.F. avantageuses par leur grand pouvoir d'émission). La valeur r_2 du rayon intérieur de la cavité est liée à l'impédance caractéristique Z_0 par la relation :

$$Z_0 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\ \mathrm{Log}\ \frac{r_2}{r_1}$$

soit en unitée GIORGI $Z_0 = 60\ \mathrm{Log}\ \frac{r_2}{r_1}$ en ohms

la connaissance de l'impédance caractéristique Z_g du guide auquel la cavité doit être couplée nous permet de déterminer la valeur de l'impédance Z_0 de la cavité ; il suffit en théorie de choisir une valeur du rapport $\frac{r_2}{r_1}$ c'est à dire de choisir r_2 telle que $Z_0 = Z_g$; cette égalité conduit à prendre pour r_2 de très grandes valeurs. Sachant que, expérimentalement (2) le diamètre maximum possible pour une cavité du type rhumbatron doit être environ la moitié de la largeur de guide rectangulaire auquel elle est couplée ; on choisit pour r_2 la valeur la plus grande compatible avec la condition précédente et donnant une bonne adaptation (Z_0 voisin le plus possible de Z_g).

La connaissance de r_1 et de r_2 permet de déterminer les deux derniers paramètres géométriques L et 2d ; pour cela on utilise la relation qui donne le coefficient de surtension à vide de la cavité :

$$\frac{1}{Q_o} = \frac{\mu}{\mu_o}\frac{e_p}{2}\left[\frac{2}{L}\,\frac{1+\cos^2 KL}{1+\dfrac{\sin 2KL}{2KL}} + \frac{\dfrac{1}{r_1}+\dfrac{1}{r_2}}{\text{Log}\dfrac{r_2}{r_1}}\right]$$

avec : e_p épaisseur de peau

K coefficient fonction de $\frac{r_2}{r_1}$ et de $\frac{r_1}{L}$ (sa valeur est voisine de l'unité).

la quantité $\dfrac{1+\cos^2 KL}{1+\dfrac{\sin 2KL}{2KL}}$ étant peut différente de l'unité

la relation précédente peut s'écrire :

$$\frac{\lambda}{Q_o}\frac{\mu}{\mu_o}\frac{1}{e_p} = \frac{\lambda}{L}\left[1 + \frac{L}{2r_2}\,\frac{1+\dfrac{r_2}{r_1}}{\text{Log}\dfrac{r_2}{r_1}}\right]$$

λ longueur d'onde.

Elle se traduit sur une abaque par plusieurs familles de courbes qui donnent en fonction de $\frac{r_1}{L}$ la valeur de Q_0, chaque famille de courbes correspond à une valeur déterminée de $\frac{r_1}{r_2}$ et pour une même famille chaque courbe correspond à une valeur de $\frac{2d.}{L}$

La valeur connue de $\frac{r_1}{r_2}$ nous fixe une famille de courbes, la connaissance approximative de la distance interélectrodes 2d et la relation $L \geqslant r_2 - r_1$ nous permet de choisir une courbe particulière dans cette famille il suffit alors de prendre sur cette courbe un point qui donne la plus grande valeur de Q_0 compatible avec une valeur de $\frac{r_1}{L}$ (compte tenu de la relation $L \geqslant r_2 - r_1$).

Un simple tracé sur l'abaque donne la valeur des paramètres L et 2d. Afin de vérifier les valeurs numériques des paramètres géométriques adoptés on utilise la formule donnant la condition de résonnance de la cavité.

$$Z.C.\omega\ \text{tg}kL = I \quad \text{avec}\ C_o = \frac{1}{36\pi}\,\frac{\varepsilon_p}{10^9}\,\frac{r_1^2\,\pi}{2d}\ \text{en unités GIORGI}$$

Les paramètres étant déterminés, nous avons grâce à un système mécanique utilisant une membrane thermostatique, rendu l'espace interélectrodes 2d légèrement variable (ce qui entraîne une varia-

tion de la capacité C_o modifiant ainsi la fréquence de résonnance de la cavité) ce dispositif permet de compenser les dilatations thermiques provoquées par l'échauffement de la cathode jusqu'à l'établissement d'ailleurs rapide d'une température de régime.

Toutes les parties mobiles de la cavité son piégées par des pièges quart d'ondes, ce qui assure une faible perte par insertion pour la fréquence d'utilisation.

La cavité est couplée en dérivation sur la ligne de transmission principale par un système d'iris résonnant formés par des fenêtres en verre soudées après le corps de la cavité.

La figure 1 donnée ci-dessous donne une vue d'ensemble de l'interrupteur.

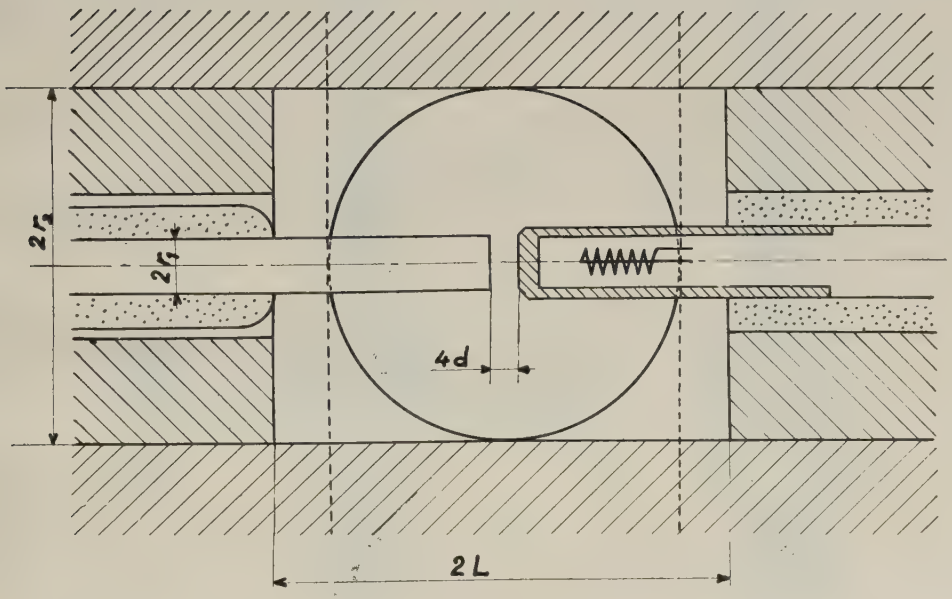


Fig. 1

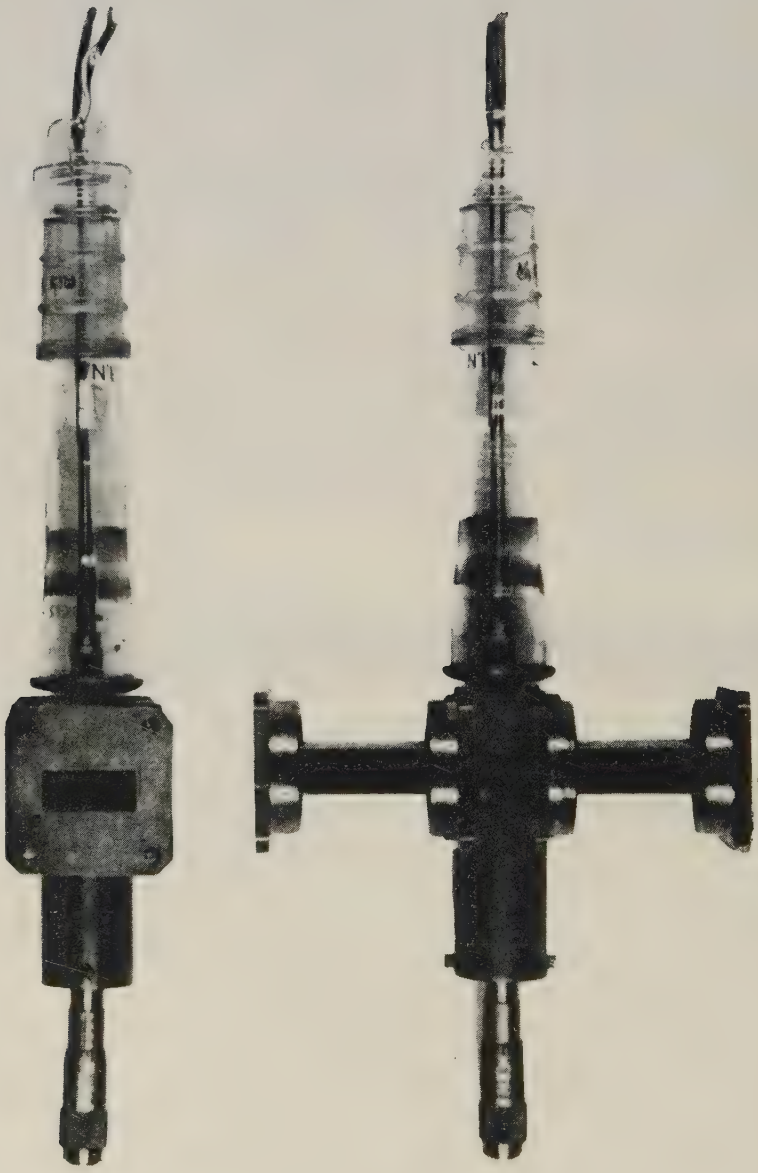


Fig. 1

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA CAVITE

On se propose de vérifier expérimentalement les résultats théoriques obtenus. Les mesures se font avec une énergie bas niveau fournie par un klystron X 13. On trace en fonction de la fréquence les courbes donnant : la perte par insertion de la cavité, le taux d'ondes stationnaires et la phase ; on déduit de la connaissance de ces courbes (fig. 2) les divers coefficients de surtension de la cavité et le coefficient de couplage.

1°) *Détermination du coefficient de surtension en charge* Q_{ch}, il est défini par la relation :

$$Q_{ch} = \frac{f_0}{f_1 - f_2}$$

où f_1 et f_2 représentent deux fréquences pour lesquelles la cavité absorbe ou transmet la valeur moitié de la puissance respectivement absorbée ou transmise à la résonnance.

La surtension en charge est déterminée si l'on connaît la valeur des deux fréquences f_1 et f_2, pour cela on utilise la courbe donnant le T.O.S. en fonction de la fréquence.

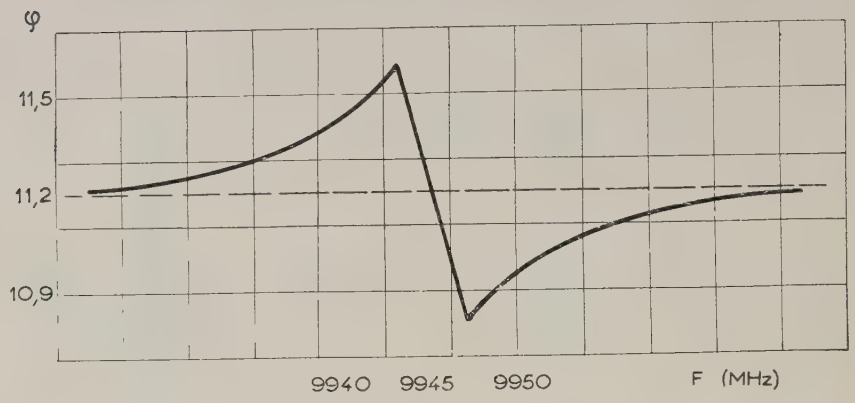
A la résonnance le T.O.S. prend sa valeur minimum S_0 à laquelle lui correspond le coefficient de réflexion r_0, la cavité absorbe alors la fraction $(1 - r_0^2)$ de l'énergie incidente ; f_1 et f_2 étant les deux fréquences donnant une puissance moitié de celle obtenue à la résonnance, il leur correspond un coefficient de réflexion à mi-puissance r_1 donné par la relation :

$$1 - r_1^2 = \frac{1 - r_0^2}{2} \quad \text{soit} \quad r_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + r_0^2}$$

comme $S_1 = \frac{I + r_1}{I - r_1}$ la relation donnant la valeur S_1 du T.O.S. à mi-puissance peut s'écrire :

$$S_1 = \frac{\sqrt{2 + \sqrt{1 + \left(\frac{S_0 - 1}{S_0 + 1}\right)^2}}}{\sqrt{2 - \sqrt{1 + \left(\frac{S_0 - 1}{S_0 + 1}\right)^2}}}$$

COURBE DE PHASE EN FONCTION DE LA FREQUENCE



COURBE DONNANT LE T.O.S
EN FONCTION DE LA FREQUENCE

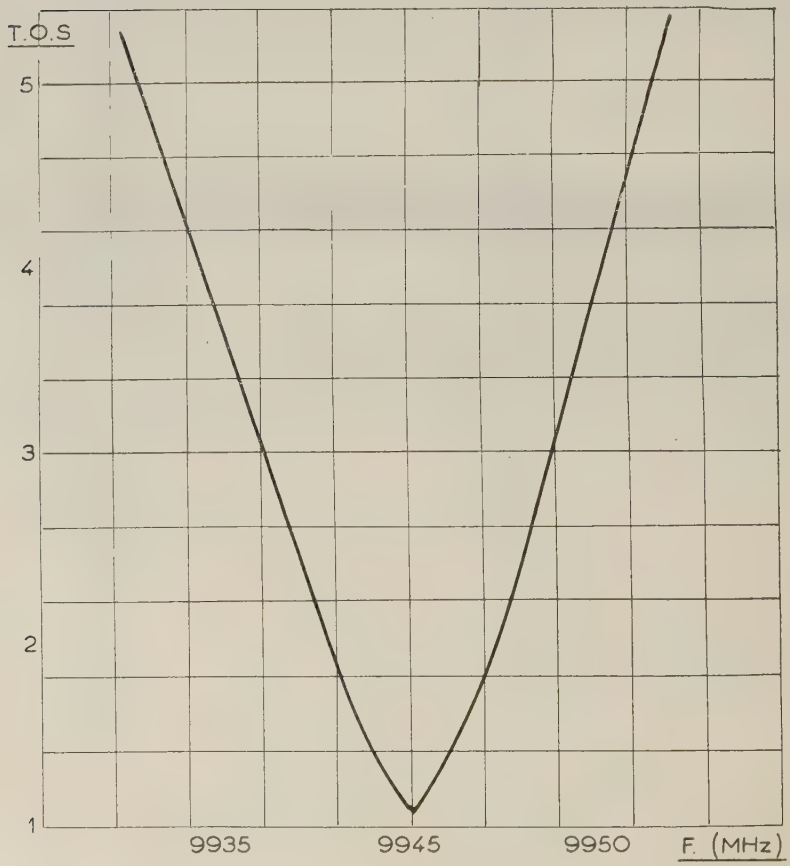


Fig. 2

d'où le processus opératoire : on mesure le T.O.S. à la résonnance soit S_0, connaissant S_0 on calcule à l'aide de la formule ci-dessus le T.O.S. à mi-puissance S_1, cette valeur permet de déterminer sur la courbe de T.O.S. les deux fréquences cherchées f_1 et f_2, d'où l'on déduit la valeur du coefficient de surtension en charge.

2°) La connaissance du T.O.S. à la résonnance et l'aspect de la courbe de phase nous permet de calculer le coefficient de couplage β (voir Appendice N° 2).

Sachant que β est le rapport du coefficient de surtension à vide Q_0 au coefficient de surtension de couplage Qext il suffit de déterminer, la valeur de β étant connue, le coefficient Qext pour déduire le coefficient Q_0.

Détermination du coefficient de surtension de couplage Qext.

L'impédance de la cavité, dans un plan de référence choisi peut s'écrire sous la forme (voir Appendice N° 2) :

$$Zr = \frac{jl\omega}{Zc} + \frac{1}{\frac{Q\,ext}{Q_0} + j\,Q_{ext}\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)} \qquad (1)$$

supposons que l'on se trouve à une fréquence telle que :

$$Q_{ext}\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right) \qquad 1$$

la relation (I) devient compte tenu des résultats donnés en appendice N° 2

$$Zr = \frac{1}{s'} + \frac{1}{1/\beta + j}$$

soit

$$Zr = \left(\frac{1}{s'} + \frac{1/\beta}{1 + (1/\beta)^2}\right) - j\left(\frac{1}{(1/\beta)^2 + 1}\right) = R + jX$$

expression calculable à partir de la valeur connue de β. A cette impédance R + jX correspond un T.O.S., S_2 donné par :

$$S_2 = \frac{\sqrt{(1+R)^2 + X^2} + \sqrt{(1-R)^2 + X^2}}{\sqrt{(1+R)^2 + X^2} - \sqrt{(1-R)^2 + X^2}}$$

ce T.O.S. est relatif aux deux fréquences F_1 et F_2 qui satisfont à la convention $Q_{ext}\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right) = 1$

$$\text{soit } Q_{ext} = \frac{\omega_o}{2\,\Delta\,\omega} \qquad \text{ou } Q_{ext} = \frac{F_0}{F_1 - F_2}$$

il suffit en pratique de calculer S_2 par l'intermédiaire du coefficient β puis de déterminer sur la courbe de T.O.S. les deux fréquences qui correspondent à S_2.

COMPARAISON DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET THEORIQUES DES DIFFERENTS PARAMETRES DE LA CAVITE

1°) *Détermination expérimentale* des coefficients de surtension Q_{ext} , Q_0, Q_{ch}.

La variation de la courbe de phase permet d'affirmer que la cavité est sous couplée $\beta < 1$.

La valeur du coefficient de couplage est alors donnée par :

$\beta = \frac{1}{S_0} - \frac{1}{s'}$ soit $\beta = \frac{1}{1{,}07} - \frac{1}{50}$ (voir appendice N° 2) $\beta = 0{,}915$

La connaissance de la courbe de T.O.S. nous permet, en utilisant les méthodes décrites ci-dessus, de déterminer les divers coefficients de surtension

$$Q_{ext} = \frac{9945}{9952 - 9939} \quad (S_2 = 2{,}5) \qquad \text{soit} \qquad Q_{ext} = 770$$

$$Q_0 = Q_{xt} \times \beta \qquad \text{soit} \qquad Q_0 = 705$$

$$Q_{ch} = \frac{9945}{9960 - 9930} \quad (S_1 = 5{,}8) \qquad \text{soit} \qquad Q_{ch} = 330$$

2° *Détermination théorique :*

La valeur du coefficient de surtension à vide Q_0 s'obtient, connaissant les paramètres géométriques de la cavité, par lecture directe sur une abaque donnant :

$$\frac{10^2}{\sqrt{2}}\ Q_0\ \frac{e_p}{\lambda} \qquad \text{en fonction de } r_1/L$$

on trouve : $Q_0 = 2.700$.

La divergence des résultats peut s'expliquer par les perturbations dues : à la présence d'iris de couplage, à l'oxydation des

parois créées par la présence de la cathode chaude et enfin au fini non parfait du cylindre intérieur constituant la cavité. Ces imperfections pour les longueurs d'ondes utilisées (3 cm) augmentent énormément les pertes.

Cependant, on remarque que les valeurs expérimentales des différents coefficients de surtension vérifient la relation théorique :

$$\frac{1}{Q_{ch}} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{ext}}$$

ce qui nous permet de penser que la cavité peut être considérée comme valable.

CHAPITRE 2

ETUDE DES CATHODES

Nous avons utilisé des cathodes dites cathodes 103 qui ont été obligeamment mises à notre disposition par la C.S.F.

Ces cathodes permettent l'obtention de grandes densités de courant même en présence de conditions défavorables telles que la contamination possible par des impuretés lors du dégazage des parois ou l'existence d'un vide défectueux en cours de fonctionnement, elles présentent de plus une résistance élevée aux effets de bombardement ionique assurant ainsi une grande durée de vie pour l'émission.

On sait que la cathode 103 du type réservoir possède une surface émissive métallique (tungstène) avec une couche d'activant renouvelée constamment à partir d'un réservoir de matière émissive.

La partie émissive se compose d'un mélange de Tungstate basique avec de l'aluminium et du tungstène (métal réfractaire). Ce mélange libère du baryum suivant la réaction:

$$Ba_3\ Wo_6 + 3Al \longrightarrow 3/2\ Ba\ Al_2O_4 + 3/2\ Ba$$

le film de baryum vient s'adsorber sur la surface de tungstène, l'adsorption ayant pour effet de diminuer le travail de sortie du métal support et de stabiliser le métal adsorbé (le baryum) contre la sublimation.

Pour éviter une trop grande diffusion du baryum au cours de l'activation on diminue la porosité du comprimé par frittage ce qui a pour effet de ralentir la perte de baryum.

La cathode est activée sous bon-vide (inférieur à 10^{-5} mm de Hg) par augmentation progressive de la tension anodique pour une intensité choisie du courant de chauffage ; on contrôle l'évolution du courant en traçant la caractéristique Volt-Ampère. Une activation correcte correspond au régime de la charge d'espace et donne lieu à une droite si l'on porte en abcisses les tensions et en ordonnées le courant à la puissance deux tiers, soit

$$V = f\ (I^{2/3})$$

Les températures de la cathode sont repérées à l'aide d'un pyromètre optique.

COURBE D'ACTIVATION SOUS VIDE

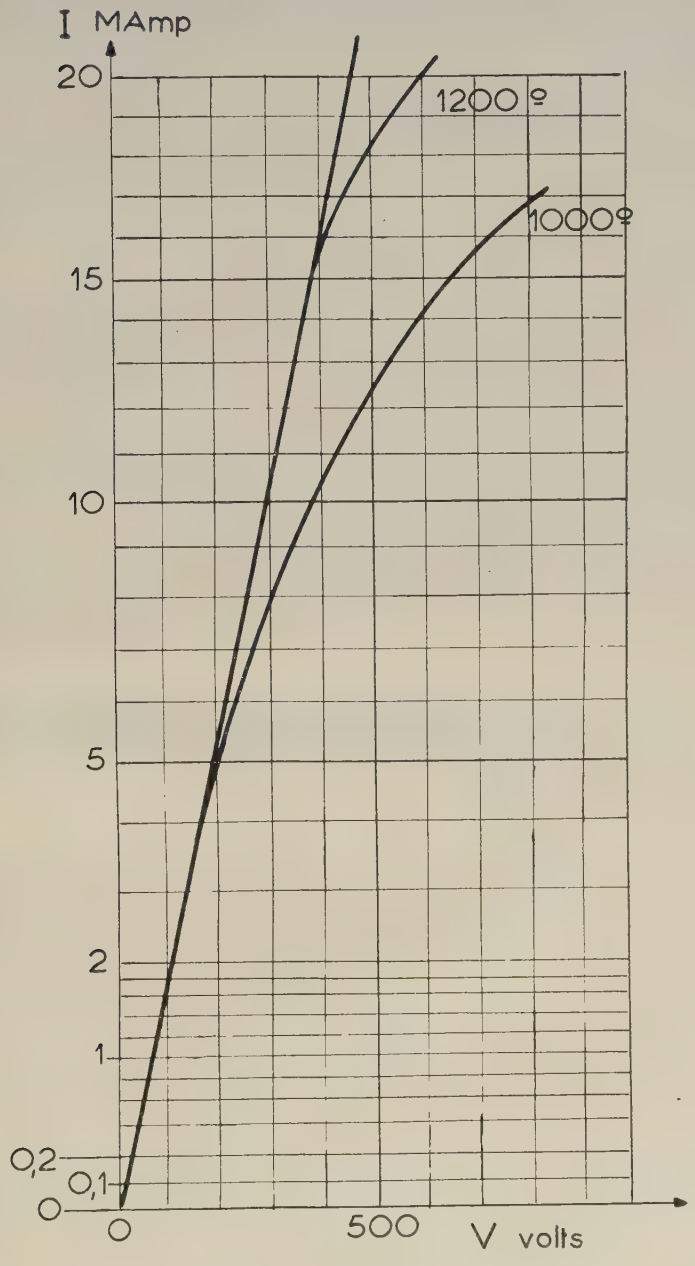


Fig. 3

CHAPITRE 3

ETUDE DE L'AMORÇAGE D'UN GAZ PAR ACTION D'UN CHAMP ELECTROMAGNETIQUE TRES HAUTE FREQUENCE

Considérons le comportement d'un électron de charge e et de masse m sous l'action d'un champ H. F.

1°) Dans le cas du vide ou en présence d'un gaz très raréfié pour lequel la fréquence de collision ν électrons-molécules est faible par rapport à la fréquence f du champ appliqué (soit $\nu \ll f$).

On sait qu'un électron soumis à l'influence d'un champ (uniforme dirigé suivant l'axe des z) $E = E_0 \sin \omega t$, a une équation de mouvement donnée par :

$$m \frac{d^2z}{dt^2} = eE_0 \sin\omega t$$

on suppose choisi l'origine des temps de façon que la phase du champ H.F. soit nulle à l'instant initial du mouvement. La composante de vitesse de l'électron suivant l'axe des z est :

$$v = \frac{dz}{dt} = \frac{eE_0}{m\omega}(1 - \cos\omega t) + v_0$$

avec v_0 vitesse initiale de l'électron que nous supposons dirigée suivant l'axe des z.

La position de l'électron à l'instant t est définie par la valeur de z est :

$$z = \left(\frac{eE_0}{m\omega} + v_0\right) t - \frac{eE_0}{m\omega^2} \sin\omega t$$

elle correspond à un mouvement à vitesse constante auquel se superpose un mouvement oscillatoire d'amplitude $\frac{eE_0}{m\omega^2}$

Un électron qui se déplace dans le vide n'absorbe aucune énergie du champ H.F., ce qu'il gagne pendant une demi-période, il le cède à la demi-période suivante. On peut donc assimiler un gaz d'électrons dans le vide à un diélectrique sans perte.

2°) Dans un milieu gazeux les électrons subissent des collisions avec les molécules du gaz au cours de leur mouvement.

Si le gaz n'est pas très dense, c'est-à-dire si la fréquence de collision est voisine de la fréquence f du champ, on suppose que l'action des collisions est équivalente à celle d'une force de frottement proportionnelle à la vitesse de l'électron.

$$m \frac{dv}{dt} = eE_o \sin\omega t - gv$$

le coefficient g a été déterminé, pour une distribution d'énergie Maxwellienne comme étant égal à $m\nu$
compte tenu de cette valeur l'équation précédente peut s'écrire :

$$m \frac{dv}{dt} + m\nu v = eE_o \sin\omega t$$

$$\text{soit pour la vitesse } v = \frac{eE_o \sin(\omega t - \Phi)}{m\sqrt{\nu^2 + \omega^2}} \text{ avec } \operatorname{tg}\Phi = \frac{\omega}{\nu}$$

la position de l'électron à l'instant t définie par la valeur de z est :

$$\text{est :} \qquad z = \frac{eE_o}{m\omega} \frac{\cos(\omega t - \Phi)}{\sqrt{\nu^2 + \omega^2}} + C^{te}$$

contrairement au cas du vide, le mouvement de l'électron est entièrement oscillatoire, l'amplitude de ce mouvement pour une fréquence de collision donnée diminue très rapidement lorsque la fréquence de l'onde augmente.

Désignons par n le nombre d'électrons qui avec la vitesse v traversent à l'instant t l'unité de surface équipotentielle V la densité de courant est $J = nev$, soit :

$$J = \frac{n e^2 E_o}{m} \frac{\sin(\omega t - \Phi)}{\sqrt{\nu^2 + \omega^2}}$$

le gain d'énergie communiqué aux électrons qui traversent l'unité de surface lors d'un déplacement suivant le champ d'une longueur unité correspond à une puissance instantanée égale à :

$$J \frac{dV}{dz} \text{ soit } P_t = J.E$$

$$P_t = E_o \sin\omega t \frac{ne^2}{m} E_o \frac{\sin(\omega t - \Phi)}{\sqrt{\nu^2 + \omega^2}}$$

que l'on peut mettre sous la forme :

$$P_t = \frac{ne^2}{2m} E_o^2 \frac{(\cos\Phi - \cos 2\omega t)}{\sqrt{\nu^2 + \omega^2}}$$

La puissance moyenne absorbée par l'électron est :

$$P = \frac{ne^2 E_0^2}{2m} \frac{\cos \Phi}{\sqrt{\nu^2 + \omega^2}}$$

le gaz d'électrons se comporte comme un milieu diélectrique ayant un facteur de puissance égal à cos Φ (correspondant à un angle de perte de $\pi/2 - \Phi$).

L'énergie du champ H.F. se transforme par l'intermédiaire des chocs élastiques en énergie thermique, les électrons qui ont avant et après un choc une composante de vitesse suivant le sens du champ, conservent l'énergie acquise et peuvent ainsi, par accumulation progressive, atteindre une énergie suffisante pour ioniser le gaz par chocs inélastiques.

Si un grand nombre de collisions inélastiques est ionisant, la densité des électrons dans le gaz va augmenter dans la mesure où cet accroissement est supérieur au taux de perte des électrons par diffusion libre dans le volume du gaz.

L'augmentation du nombre d'électrons modifie l'état du milieu gazeux qui devient peu à peu ionisé ; le gaz d'électrons se comporte alors comme un métal résistant, sa conductibilité est donnée par $J = \sigma E$

$$\text{soit } \sigma = \frac{ne^2}{m} \left(\frac{\nu}{\nu^2 + \omega^2} - j \frac{\omega}{\nu^2 + \omega^2} \right)$$

la puissance moyenne H.F. communiquée aux électrons peut se mettre sous la forme :

$$P = \frac{ne^2}{2m} E_0^2 \frac{\nu/\omega}{1 + (\nu/\omega)^2}$$

elle est maximum pour $\nu = \omega$, c'est-à-dire lorsque la fréquence de collision est égale à la pulsation de l'onde.

Il sera donc nécessaire de choisir une fréquence de collision ν déterminée par une pression p et par la température du gaz, telle que la condition ci-dessus soit satisfaite.

Dans notre étude, il est à noter que les électrons du gaz seront soumis en permanence à l'action d'un champ continu, auquel se superposera le champ haute fréquence.

Ce champ continu a pour effet d'augmenter la fréquence de collision des électrons ; nous serons conduits pour conserver la condition $\nu = \omega$ à choisir une pression plus basse que celle définie précédemment.

L'amorçage de la décharge ayant lieu dans une cavité, il faut que la pression soit choisie de façon que le libre parcours moyen des électrons soit inférieur à la plus petite dimension linéaire de la cavité pour permettre la possibilité de collision.

On considère que la décharge dans un gaz est amorcée, quand d'une part, le gain d'énergie reçue par les électrons est supérieure à l'énergie perdue par ces derniers lors des chocs successifs, et d'autre

part, quand la faible densité électronique initiale est passée à une valeur finale nettement supérieure.

Cette augmentation de densité est produite lors de l'ionisation des molécules du gaz par les électrons existants dans le volume.

La décharge disruptive aura lieu quand cet accroissement de densité électronique sera très grand devant la perte des électrons par diffusion ou recombinaison.

L'existence d'électrons germes conditionne l'amorçage, leur présence dans le volume à ioniser est une condition nécessaire à l'établissement de la décharge avec la condition supplémentaire qu'ils puissent acquérir une énergie ionisante avant d'être éliminés. Dans le cas d'électrodes froides, la production de ces germes est due à des causes accidentelles extérieures (rayonnement radioactifs, cosmiques...) d'où la possibilité de retard à l'amorçage plus ou moins longs après l'application du champ.

L'emploi d'une cathode chaude placée dans la cavité résonnante permet d'avoir une densité d'électrons germes fixée par les valeurs de température de cathode et de tension anodique.

Ces électrons germes permettent d'éviter tout retard à l'amorçage. L'émission continue de la cathode crée en permanence dans le gaz des électrons qui sous l'action d'un champ H.F. vont dans un temps très court ioniser le gaz. Le gaz étant ionisé, les ions positifs vont annuler la charge spatiale de la cathode qui va émettre un flux accru d'électrons. Ces électrons seront eux-mêmes repris par le champ H.F. pour augmenter l'état d'ionisation du gaz.

On peut dire que le retard moyen à l'amorçage sera d'autant plus petit que :

1°) la densité des électrons germes sera plus élevée ;

2°) l'amplitude du champ H.F. sera plus grande ;

3°) le transfert de l'énergie du champ H.F. aux électrons sera meilleure ($\nu = \omega$).

4°) la durée de présence des électrons dans la décharge sera plus longue.

A) Les paramètres déterminant l'amorçage en H.F. sont donnés par la condition :

$$E_a.d = f\ (p\lambda,\ p.d) = \varphi\ (\nu/\omega,\ pd)$$

avec E_a champ électrique d'amorçage,
d distance entre les électrodes,
p pression du gaz,
λ longueur d'onde du champ H. F.

Cette condition rappelle la loi de PASCHEN pour le courant continu. en particulier pour $\nu = \omega$

Nous avons vérifié expérimentalement dans le cas d'électrodes froides cette relation en traçant les courbes donnant en fonction de la pression, la puissance H. F. minima d'amorçage (qui est une grandeur directement mesurable et qui est reliée au champ E_a par une relation

de la forme $P_a = kE^2_a$) pour un écartement des électrodes fixé. Les courbes obtenues fig. 4 présentent un minimum de la valeur du champ d'amorçage pour une pression p satisfaisant sensiblement à la relation $\nu = \omega$ pour laquelle l'énergie H. F. absorbée par les électrons est maximum.

B) En utilisant une cathode chaude portée à T°, nous avons tracé expérimentalement la courbe représentant, en fonction de la pression du gaz, la variation de la puissance H. F. minima d'amorçage de la décharge. L'expérience montre que la puissance d'amorçage est fonction :

1°) de la pression.

2°) de la température de la cathode.

On vérifie que, quelle que soit la température de la cathode, la puissance d'amorçage passe par un minimum pour une même pression et que ce minimum de puissance d'amorçage est une fonction décroissante de la température.

Sur la figure n° 5 sont portées respectivement, en abscisses et en ordonnées, la puissance incidente et la puissance transmise pour différentes températures de cathode pour la pression correspondante à la puissance d'amorçage minimale.

Les abscisses des points P_0, P_1, P_2 fournissent les valeurs des puissances incidentes d'amorçage pour différentes températures T_0 (cathode froide) T_1, T_2.

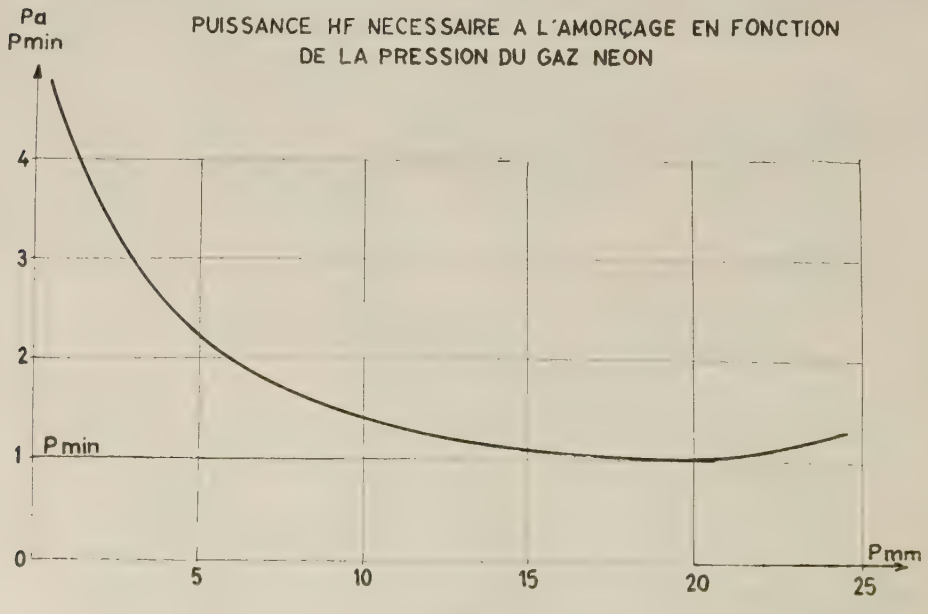


Fig. 4

Lorsque l'on augmente progressivement la puissance incidente, la puissance transmise croît régulièrement jusqu'à ce qu'intervienne l'amorçage, lequel provoque une diminution brusque de la puissance transmise, celle-ci demeure ensuite à peu près constante lorsque la puissance incidente continue à augmenter.

On voit sur la figure que les discontinuités (diminution brusque de la puissance transmise) qui correspondent à l'amorçage de la décharge. ont lieu pour des puissances incidentes d'autant plus faibles que la température de la cathode est plus élevée ; ce qui donne à penser que l'amorçage des décharges par le champ H. F. nécessite une puissance H. F. d'autant plus faible que le nombre, dans le gaz des électrons germes, dûs à l'émsision thermoélectronique de la cathode est lui-même plus grand.

Le processus opératoire est le suivant :

Nous augmentons progressivement la puissance incidente H. F. d'une façon proportionnelle au temps, nous mesurons derrière la cavité à l'aide d'un bolomètre, la puissance transmise à chaque instant : celle-ci croît tout d'abord régulièrement puis décroît brusquement jusqu'à une valeur qui reste constante pour une augmentation de la puissance incidente. Cette décroissance est l'indice de l'amorçage du gaz, elle détermine la valeur minima de la puissance incidente juste nécessaire à amorcer le gaz ; nous nous sommes demandés si la rapidité de la décroissance dépendait de la tension anodique.

Nous avons tracé sur la figure deux courbes notées I et II, obtenues pour une même température de cathode mais qui diffèrent par la tension anodique appliquée. La courbe I correspond à une tension continue élevée voisine de la tension d'amorçage du gaz, la courbe II à une tension faible par rapport à la tension d'amorçage.

Nous remarquons que la puissance incidente minima d'amorçage est la même pour les deux courbes, par contre, l'intervalle de temps qui correspond à la durée de la décroissance de la puissance transmise diffère. Il est d'autant plus court que la tension continue (anodique) appliquée est plus faible.

Nous pouvons interpréter ce résultat de la façon suivante :

1°) Si l'on augmente la tension anodique, le courant thermoélectronique fourni par la cathode n'augmente que faiblement, tandis que les électrons ont une durée de trajet dans le gaz fortement diminuée.

On peut penser que ce dernier effet est prédominant et diminue le nombre des électrons germes favorables au développement rapide d'une décharge de grande intensité.

2°) D'autre part, on peut penser qu'une tension anodique plus élevée augmente la fréquence de collision ν des électrons avec les molécules du gaz modifiant ainsi la condition $\nu = \omega$ la pression choisie comme étant la plus favorable se trouvant modifiée par la variation de la fréquence de collision.

La polarisation continue des électrodes placées dans la cavité par

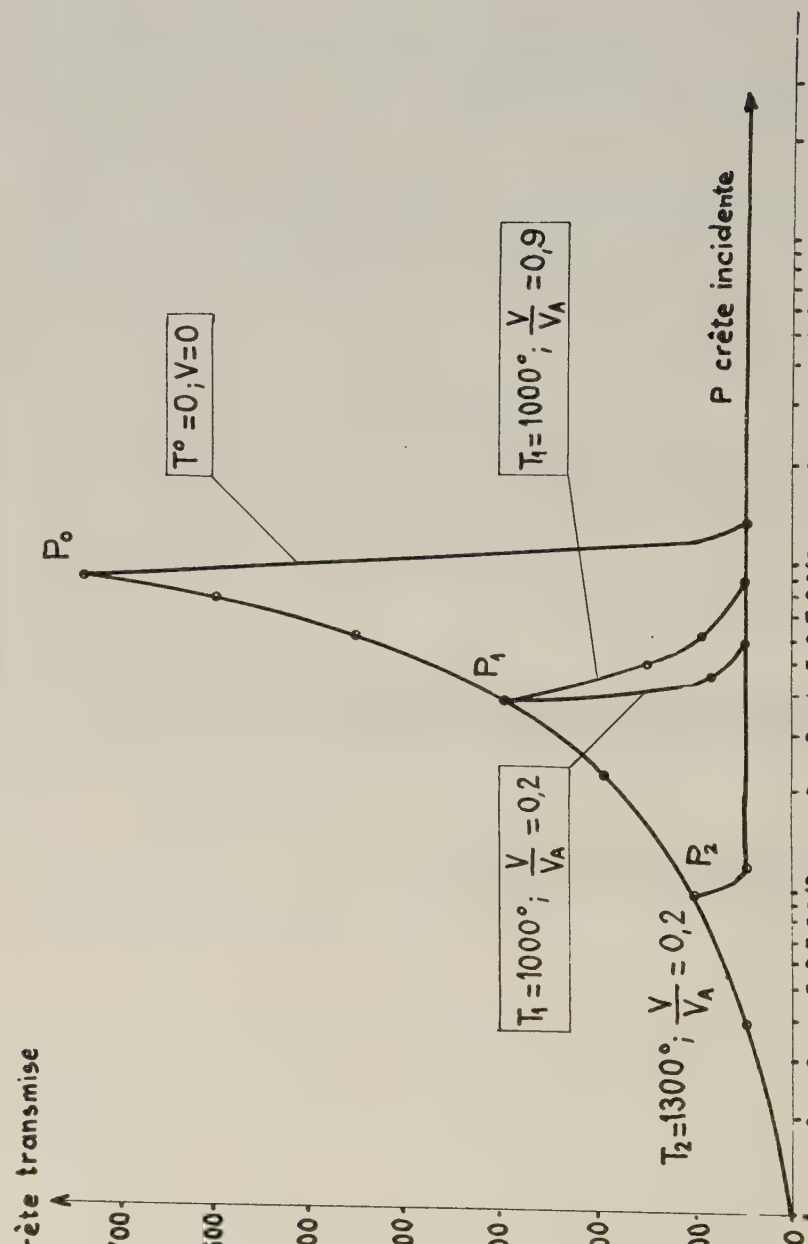

IMPULSION 0,5µs. 1000pps.
P. crête transmise
P crête incidente
P₀
P₁
P₂
T° =0 ; V=0
T₁=1000° ; V/VA =0,9
T₁=1000° ; V/VA =0,2
T₂=1300° ; V/VA = 0,2
0,1W
1W
10W

Fig. 5

une tension croissante semble défavorable au développement d'une décharge suffisamment intense pour atteindre rapidement l'abaissement de la puissance transmise.

Nous remarquons que si l'on augmente la puissance incidente après l'amorçage de la décharge, la puissance transmise reste constante, ceci peut s'expliquer, si l'on tient compte du fait, que le gaz ionisé est équivalent à un diélectrique de sorte que la valeur du champ H. F. dans la décharge est différente de celle qui existe dans la cavité avant l'amorçage. Si la densité électronique augmente à partir d'une valeur faible le rapport du champ H. F. dans la décharge au champ H. F. en absence de décharge, augmente et devient supérieur à l'unité suivant une courbe qui pour une pression donnée dépend de la fréquence de l'onde, puis il diminue. Lorsque la densité atteint une valeur déterminée le rapport des champs devient inférieur à l'unité par suite de la réflexion croissante de l'onde incidente et de sa pénétration de plus en plus faible.

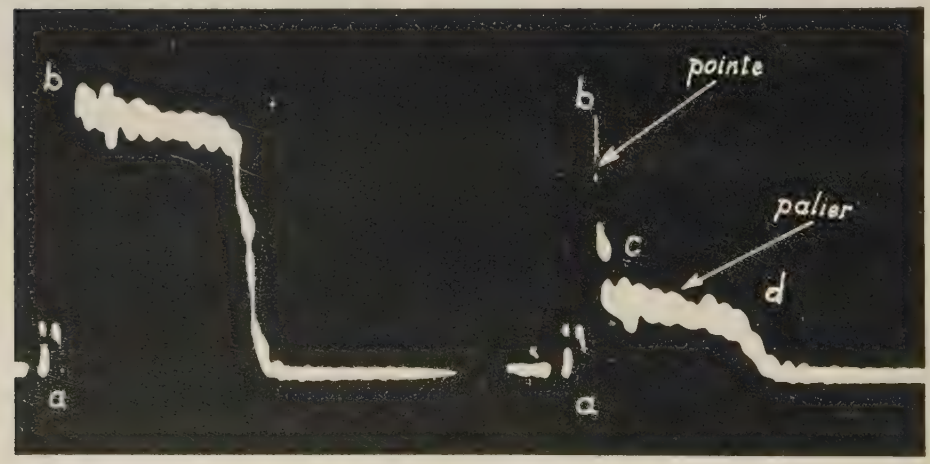
La densité électronique ne peut donc croître indéfiniment, sa valeur doit tendre vers une valeur asymptotique malgré l'augmentation de la puissance incidente par suite de la moindre pénétration du champ.

CHAPITRE 4

ETUDE DE L'ENERGIE TRANSMISE DANS LA POINTE

L'étude précédente nous renseigne sur la variation de l'énergie globale reçue à travers la cavité ; il est important de connaître la répartition de cette énergie au cours du temps.

Sachant que les impulsions rectangulaires fournies par le magnétron se transforment à la sortie de l'interrupteur en des impulsions ayant la forme d'une pointe suivie d'un palier, voir les oscillogrammes donnés ci-dessous :



Impulsion « Magnétron » incidente. — Impulsion transmise.

Nous nous proposons la mesure de l'énergie contenue dans la pointe, cette énergie correspond à l'énergie reçue par le récepteur entre le temps du front de montée (ab) de l'impulsion envoyée par le magnétron et le temps d'établissement (bc) du régime permanent (cd) correspondant au palier de l'impulsion transmise (ce temps est inférieur à 10^{-9} s).

Cette énergie de pointe doit être aussi faible que possible si l'on veut assurer une bonne protection des cristaux récepteurs pendant le temps qui précède l'amorçage.

Nous savons que pour amorcer une décharge il faut que le taux de production des électrons soit supérieur à leur taux de perte ; au front de montée (ab) du magnétron correspond le front de montée (ab) de l'énergie transmise, à cet instant :

1°) La densité des électrons dans la cavité est faible car il y a peu de germes et ils diffusent librement dans le volume vers les parois ; l'énergie réfléchie est faible ;

2°) L'accord de la cavité n'est pas encore modifié ;

L'énergie transmise sera donc élevée.

La chute brusque (bc) de l'énergie transmise correspond :

1°) à l'accroissement brutal de la densité lors de l'établissement de la décharge ;

2°) au désaccord de la cavité.

On peut donc considérer la puissance dissipée dans la pointe comme la puissance utilisée pour créer un supplément de densité des électrons dans le volume de la décharge et ceci à chaque début d'impulsion.

Pour diminuer la puissance transmise dans la pointe il convient que la décharge s'amorce le plus rapidement possible, ce qui a lieu lorsqu'il existe un grand nombre d'électrons germes, il est donc nécessaire de chercher à diminuer leur perte par diffusion libre.

Cette diffusion libre suit une loi de la forme : $D = k\ l\ v$ avec l : libre parcours moyen et v vitesse moyenne des électrons dans le gaz ; dans les conditions usuelles de champ H. F. cette vitesse a une influence prépondérente.

Pour diminuer la diffusion on peut chercher à diminuer simultanément l et v en utilisant des pressions de remplissage élevées, on ne peut toutefois trop augmenter la pression car la diminution de la vitesse entraine une production moindre d'électrons, c'est ainsi que pour des pressions élevées la puissance transmise augmente (résultat vérifié expérimentalement). On peut cependant utiliser une pression élevée (plusieurs mm de gaz) et avoir une valeur de v suffisante pour permettre la création d'électrons il suffit de superposer au champ H. F. une tension continue permanente.

Nous voyons que le nombre des paramètres dont nous disposons pour réduire la puissance transmise est limité et conduit à un choix de pression optima pour chaque gaz utilisé.

A la connaissance des niveaux d'excitation et d'ionisation, la connaissance supplémentaire des sections de choc et de la distribution instantanée de l'énergie des électrons pendant l'amorçage permettrait éventuellement de mieux connaître l'énergie dissipée au cours de l'amorçage.

La pression la plus favorable pour minimiser la « pointe » étant choisie expérimentalement, nous allons montrer que l'emploi d'une

cathode chaude et l'application permanente d'une tension continue présentent avant l'amorçage un double avantage : ces moyens assurent :

1°) Une injection permanente d'électrons dans le volume, l'obtention d'une densité facilement réglable par simple modification de la tension anodique ou de la température de la cathode.

2°) Une distribution de la densité spatiale des électrons maximum au voisinage de la cathode, région la plus favorable pour l'ionisation du gaz par les électrons le long de leur parcours vers l'anode.

On sait que l'énergie contenue dans la pointe est d'autant plus faible que la densité initiale n_0 des électrons est plus grande et que l'apport d'énergie par le champ H. F. nécessaire à l'amorçage est moindre. Ces deux conditions ont paru devoir être réalisées :

a) par l'emploi d'une cathode chaude fournissant des électrons germes ;

b) par l'application d'une tension continue légèrement inférieure à la tension d'amorçage de la décharge.

La durée de la pointe dépend en outre des caractéristiques de la cavité, c'est-à-dire, de la distance interélectrodes et de la surtension (elle diminue pour une valeur élevée de la surtension).

La mesure de l'énergie contenue dans la pointe est délicate en raison de l'extrême rapidité du phénomène. Afin de réduire les risques d'erreur, nous avons réalisé plusieurs montages de mesures de conceptions différentes.

1°) Montage n° 1 fig. 6

Le premier montage permet de déterminer, en fonction de la durée de l'impulsion (que l'on fait varier avec des lignes à retard) la variation de la puissance transmise au récepteur.

La courbe fig. 7 représentant cette variation, est une droite dont l'intersection avec l'axe des ordonnées donne une valeur approximative de la puissance transmise dans le cas d'une impulsion du magnétron extrêmement courte qui serait intégralement transmise (avant l'amorçage de la décharge), la pointe ayant une largeur très courte, on peut l'assimiler avec l'impulsion magnétron précédente.

Nous avons tracé les courbes obtenues pour différentes températures de cathode, ce qui correspond à des nombres d'électrons germes différents ; nous mettons ainsi en évidence l'influence de n_0 sur la valeur de la puissance « pointe ». On peut dire que cette dernière est une fonction décroissante de la densité des électrons émis et de l'énergie qui leur est communiquée par la tension continue.

Montage n° 2 fig. 8.

Le second montage utilise un système à deux voies, basé sur le principe de la différence de largeur du spectre entre la pointe (impulsion très étroite) et le palier (impulsion très large).

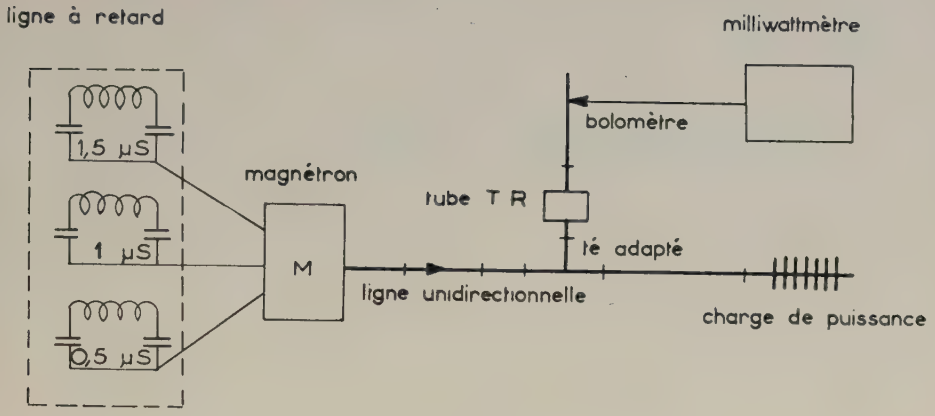

ligne à retard
milliwattmètre
1,5 µS
1 µS
0,5 µS
magnétron
M
tube T R
bolomètre
té adapté
ligne unidirectionnelle
charge de puissance

Fig. 6

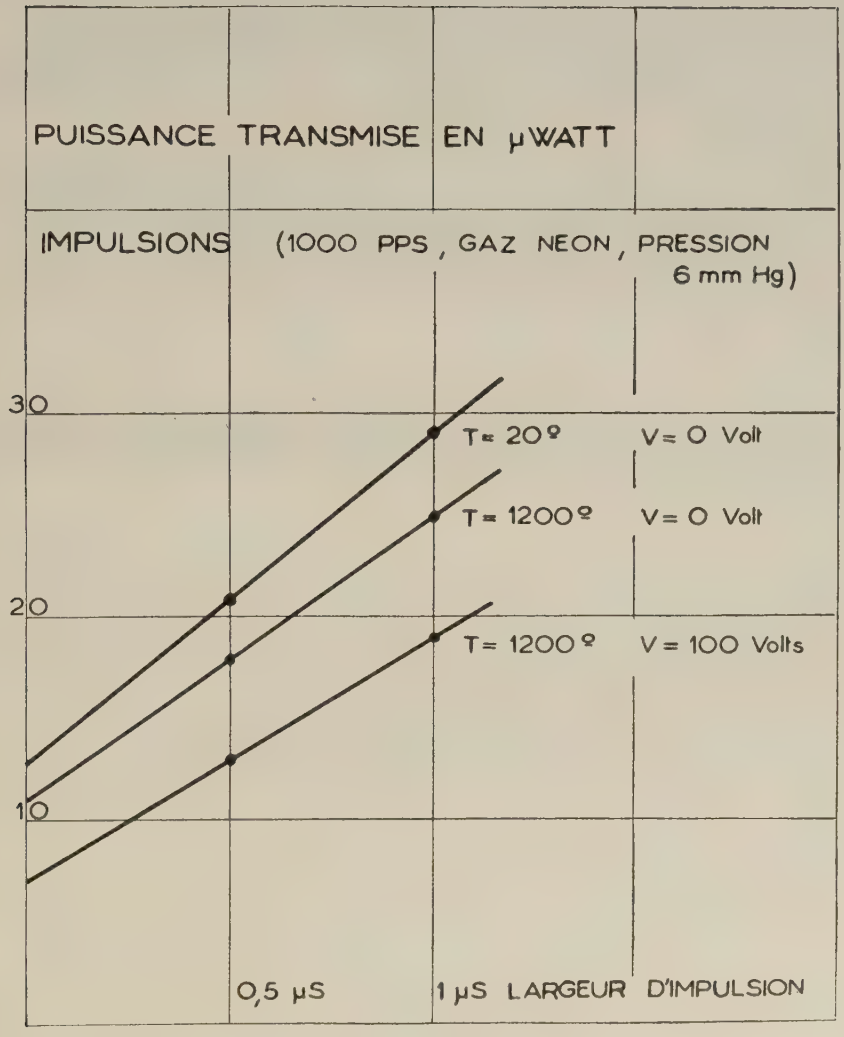

PUISSANCE TRANSMISE EN µWATT
IMPULSIONS (1000 PPS, GAZ NEON, PRESSION 6 mm Hg)
30
20
10
T= 20°
V= 0 Volt
T= 1200°
V= 0 Volt
T= 1200°
V= 100 Volts
0,5 µS
1 µS LARGEUR D'IMPULSION

Fig. 7

Le spectre de l'impulsion du magnétron a une largeur de l'ordre de 5 Mhz, celui de la pointe d'environ de 1000 Mhz ; ce dernier sera en très grande majorité éliminé si nous plaçons dans le circuit un filtre U.H.F. de bande passante 5 Mhz centré sur la fréquence f_0 du magnétron et seul le palier de spectre analogue au spectre de l'impulsion du magnétron sera transmis.

Nous avons à cet effet construit un filtre à barreaux comprenant huit cavités, présentant les propriétés citées ci-dessus, sa perte de réjection est de 60 dbs aux extrémités de sa bande passante, il introduit une faible atténuation dans la bande de l'ordre de 0,3 db.

En mesurant sur une première voie la puissance transmise au travers de la cavité après passage dans le filtre et sur la seconde voie la puissance reçue directement au travers de la cavité, on tient compte de la perte de 0,3 db introduite par le filtre en insérant sur cette seconde voie un atténuateur qui permet la compensation. On détermine par deux mesures de puissance la valeur de l'énergie contenue dans la pointe à partir de la différence des puissances transmises dans les deux voies.

Expérimentalement : pour des conditions identiques à celles du montage n° 1 (pression de 6 mm de néon, impulsion de 1 μ s répétée 1.000 fois par seconde) on trouve pour la différence de puissance une valeur de 5,5 microwatt, ce qui correspond à une énergie de pointe de 5,5 10^{-2} ergs. pour une impulsion.

La méthode donne des résultats par défaut, la valeur mesurée est en accord avec la valeur trouvée dans le premier montage.

Montage n° 3 fig. 9

Dans une troisième méthode on prélève une partie (le millième) de l'énergie H.F. sur deux voies par l'intermédiaire de deux coupleurs directifs de 30 dbs. Sur la première dérivation on place l'interrupteur, sur la deuxième dérivation un atténuateur et un déphaseur. On additionne dans un té magique l'impulsion transmise au travers de la cavité avec l'impulsion prélevée directement sur la ligne du magnétron par l'intermédiaire du second coupleur, un cristal détecteur est fixé sur le té dont l'autre bras est fermé sur une charge adaptée.

Par l'intermédiaire de l'atténuateur et du déphaseur on règle l'amplitude et la phase de l'impulsion prélevée directement sur la ligne principale, de façon à annuler le palier de l'impulsion dans la branche du té où se trouve le cristal (ceci est possible, les deux signaux ayant même fréquence et des amplitudes constantes).

Après avoir vérifié sur un oscilloscope la disparition du palier, on remplace le cristal par un bolomètre et l'on mesure directement la puissance transmise pendant l'établissement de la décharge.

La mesure est délicate, il est presque impossible d'annuler complètement le palier, il existe toujours un léger fond continu et par suite on remarque que contrairement à la mesure décrite précédemment, cette mesure donne des résultats par excès.

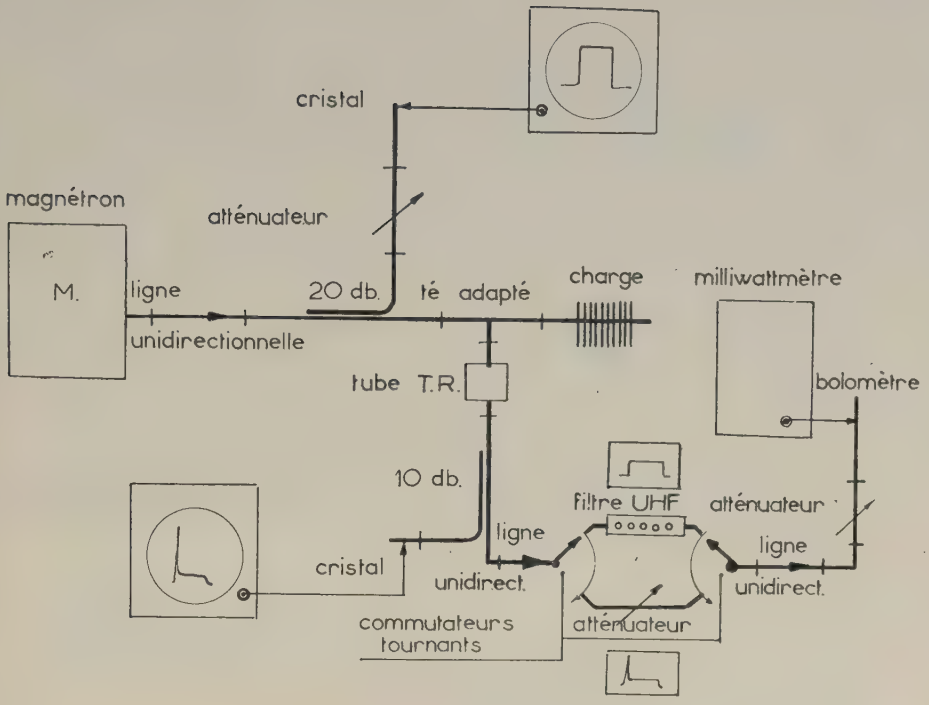

cristal
magnétron
atténuateur
M.
ligne
20 db.
té adapté
charge
milliwattmètre
unidirectionnelle
tube T.R.
bolomètre
10 db.
filtre UHF
atténuateur
ligne
ligne
cristal
unidirect.
unidirect.
commutateurs
tournants
atténuateur

Fig. 8

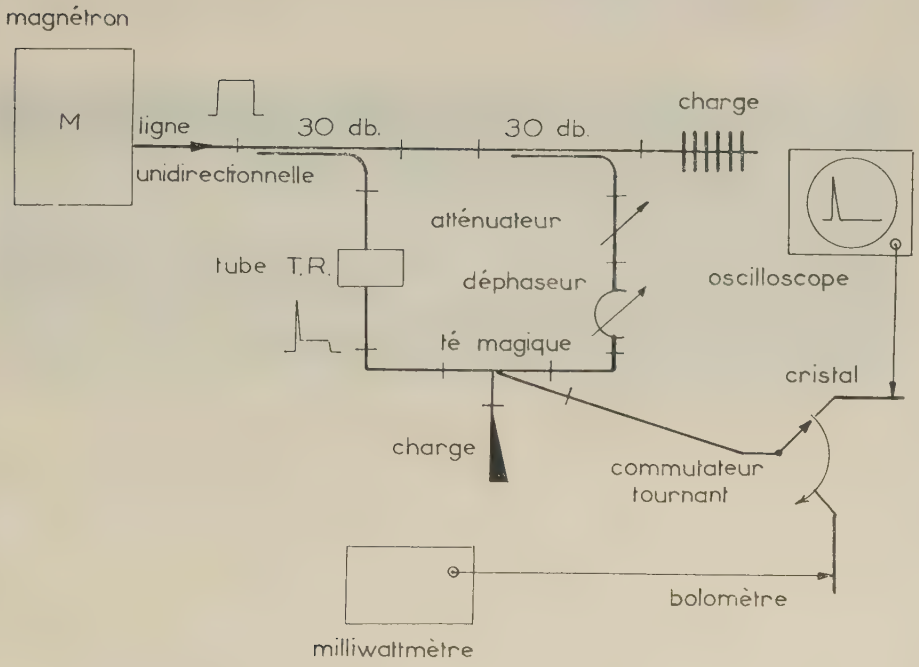

magnétron
M
ligne
30 db.
30 db.
charge
unidirectionnelle
atténuateur
tube T.R.
déphaseur
oscilloscope
té magique
cristal
charge
commutateur
tournant
bolomètre
milliwattmètre

Fig. 9

Pour des conditions expérimentales analogues aux précédentes, on trouve une puissance de 7,5 microwatt, soit une énergie de 7,5. 10^{-2} ergs (ce résultat est obtenu en tenant compte de la perte de 3 db introduits par le té magique).

On voit que ces deux derniers montages conduisent à des résultats sensiblement concordants avec ceux de la première méthode. Dans la suite de notre travail seule la première méthode a été utilisée en raison de sa simplicité.

Les résultats obtenus, en faisant varier à pression constante, la température de la cathode ou la tension anodique, montrent que la valeur de l'énergie de pointe diminue lorsque l'on élève la température et la tension ; ce qui paraît indiquer que l'énergie de pointe diminue avec le nombre des électrons germes. L'emploi d'une cathode chaude comme source de production d'électrons permet donc de réduire la valeur de l'énergie transmise vers le récepteur pendant la formation de la décharge et assure ainsi une amélioration dans la protection des systèmes récepteurs.

Les valeurs de l'énergie de pointe dépendent de l'écartement des électrodes qu'il est pratiquement impossible de conserver identiques au cours des différents essais (l'effet de dilatation thermique peut être compensé en maintenant constant la distance interélectrodes que l'on peut repérer par une mesure optique).

Les résultats donnés précédemment sont relatifs à un interrupteur en tous points identiques.

Impulsion magnétron Impulsion transmise Pointe

CHAPITRE 5

ETUDE DE L'ENERGIE TRANSMISE DANS LE PALIER

Le palier correspond à l'état d'ionisation du gaz. La puissance incidente H.F. se trouve alors pratiquement réfléchie, par l'existence de la forte densité électronique dans la décharge et par le désaccord qui en résulte pour la cavité. Seul un très faible pourcentage de l'amplitude de l'onde incidente est transmis ; la puissance incidente qui n'est pas réfléchie est en partie absorbée dans la décharge, la fraction non absorbée correspond à la puissance transmise, c'est-à-dire au palier de l'impulsion relevé sur un oscilloscope.

Si l'on considère que seuls les électrons interagissent avec les ondes H.F., la décharge, c'est-à-dire le volume de gaz ionisé, peut être considéré comme un milieu ayant un indice de réfraction complexe : pour cela considérons la loi d'Ohm généralisée pour les gaz ionisés ; en absence de champ magnétique, elle est donnée par :

$$\frac{c^2 m}{ne^2}\frac{\delta \vec{j}}{\delta t} = \vec{E} - \frac{c}{ne}\nabla \phi_e - \eta \vec{j} \quad (1)$$

avec η résistivité du gaz ionisé
j densité de courant électrique
ϕe tenseur de pression cinétique (si la fonction de distribution est isotrope, la vitesse moyenne est nulle et la pression cinétique est un scalaire).

Si nous considérons que la densité de courant j a une loi de variation de la forme $j = j_0 e^{i\omega t}$ et que le gaz n'est pas complètement ionisé, on peut prendre pour η la valeur : $\eta = \frac{c^2 m}{ne^2}\nu$

la formule (1) se met alors sous la forme :

$$\frac{c^2 m}{ne^2} i\omega \vec{j} = \vec{E} - \frac{mc^2}{ne^2}\nu \vec{j}$$

en négligeant le terme de pression cinétique (cela suppose que toutes les vitesses des molécules sont égales au vecteur vitesse moyenne), la loi d'Ohm peut s'écrire :

$$\vec{j} = \frac{ne^2}{c^2 m}\left[\frac{\nu}{\nu^2+\omega^2} - i\,\frac{\omega}{\nu^2+\omega^2}\right]\vec{E} = \rho\vec{E}$$

Considérons l'équation de base des ondes électromagnétiques :

$$(2) \qquad \nabla^2 E - 4\pi c^2 \nabla \sigma = 1/c^2 \frac{\delta^2 E}{\delta t^2} + 4\pi \frac{\delta j}{\delta t}$$

compte tenu de la valeur de j l'équation (2) devient pour une onde E_X se porpageant suivant l'axe des x

$$\frac{\delta^2 E}{\delta x^2} = 1/c^2 \frac{\delta^2 E}{\delta t^2} + 4\pi\rho \frac{\delta E}{\delta t}$$

on suppose que grad $\sigma = 0$ puisqu'il n'y a aucune accumulation de charge (effet d'entraînement par la tension anodique appliquée).

Posons : $$E = E_o e^{i(\omega t + qx)}$$

l'équation ci-dessus nous donne la relation :

$$(3) \qquad q^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\left(1 - \frac{4\pi i \rho c^2}{\omega}\right)$$

si nous considérons le gaz ionisé comme un milieu ayant un indice de réfraction N nous pouvons écrire le champ E sous la forme suivante :

$$E = E_o\, e^{i\omega(t + N/c\, x)}$$

la relation (3) devient :

$$\frac{\omega^2}{c^2} N^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\left(1 - \frac{4\pi i \rho c^2}{\omega}\right)$$

en remplaçant la conductibilité ρ par sa valeur et en introduisant la pulsation ω_p du gaz ionisé, nous obtenons :

$$N^2 = 1 - \frac{4\pi i}{\omega}\left[\frac{\omega^2_p}{4\pi}\frac{\nu}{\nu^2+\omega^2} - i\frac{\omega^2_p}{4\pi}\frac{\omega}{\nu^2+\omega^2}\right] \text{ avec } \omega^2_p = \frac{4\pi n e^2}{m}$$

$$\text{soit } N = \sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2_p}{\nu^2+\omega^2}\right) - i\left(\frac{\omega^2_p}{\nu^2+\omega^2}\frac{\nu}{\omega}\right)} = N_r - ik$$

avec N_r indice de réfraction
k indice d'extinction

la valeur de l'indice de réfraction est donnée par l'expression

$$N_r^2 = \frac{1}{2}\left[\left(1 - \frac{\omega^2_p}{\nu^2+\omega^2}\right) + \sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2_p}{\nu^2+\omega^2}\right)^2 + \left(\frac{\omega^2_p}{\nu^2+\omega^2}\frac{\nu}{\omega}\right)^2}\right]$$

celle de l'indice d'extinction :

$$k^2 = \frac{1}{2}\left[-\left(1 - \frac{\omega^2_p}{\nu^2+\omega^2}\right) + \sqrt{\left(1 - \frac{\omega^2_p}{\nu^2+\omega^2}\right)^2 + \left(\frac{\omega^2_p}{\nu^2+\omega^2}\frac{\nu}{\omega}\right)^2}\right]$$

La connaissance de l'indice de réfraction N_r nous permet par analogie avec l'optique de calculer le pouvoir réflecteur du gaz ionisé sous l'incidence normale de l'onde H. F.

Le pouvoir réflecteur est donné par : $R = \left(\frac{N_r - 1}{N_r + 1}\right)^2$

pour obtenir une réflexion importante, il faut que l'indice de réfraction soit faible et si possible voisin de zéro.

Les relations données ci-dessus montrent que N_r et k dépendent par l'intermédiaire de ω^2_p du nombre d'électrons présents dans la décharge ; pour de grandes valeurs de la puissance incidente H.F. la forte valeur de n (n nombre d'électrons) permettra à ω^2_p d'atteindre l'ordre de grandeur de ω et de faire ainsi varier N_r et k. Nous avons tracé les courbes donnant en fonction de ω^2_p c'est-à-dire de n les variations de N_p^2, k^2 et R (R pouvoir réflecteur) pour différentes valeurs de la fréquence de collision ν, nous avons choisi pour ν des valeurs voisines de ω satisfaisant ainsi la condition d'amorçage $\nu \# \omega$ Fig. 10

Les courbes obtenues nous montrent que lorsque la densité ($\omega^2_p = \alpha n$) augmente :

1°) Le coefficient d'absorption k augmente, sa variation est fonction de la fréquence de collision.

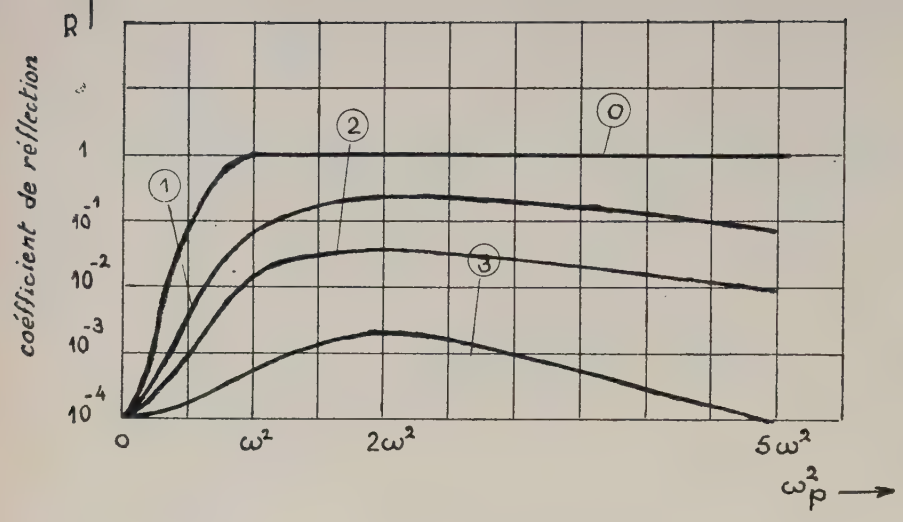
2°) Le coefficient de réflexion R commence par croître puis décroît pour des densités supérieures à une densité donnée dont la valeur dépend de la fréquence de collision : on remarque que R augmente d'autant plus que la fréquence de collision diminue.

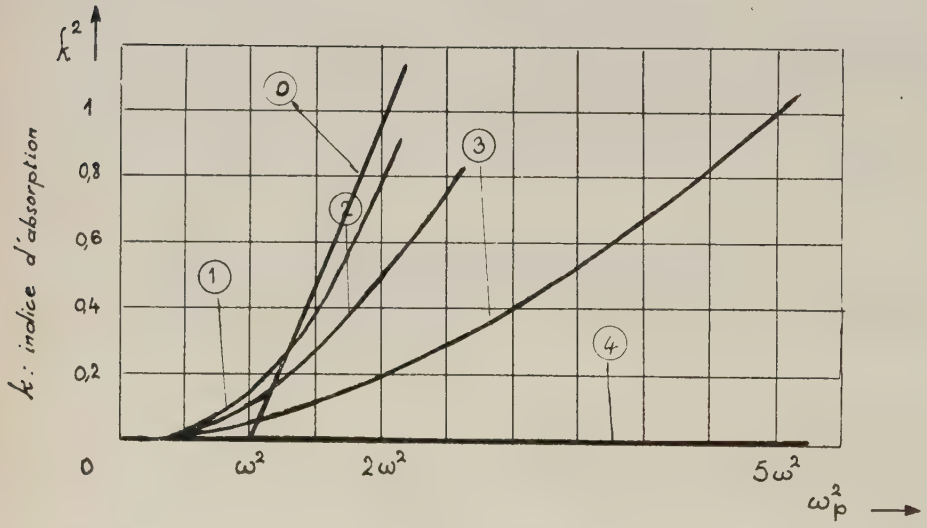
L'observation de ces courbes nous conduit à choisir une fréquence de collision (c'est-à-dire une pression) voisine de ω pour satisfaire la condition optima d'amorçage, mais légèrement inférieure de façon à obtenir d'une part une grande réflexion de la puissance incidente et d'autre part une forte atténuation de l'onde passant dans la décharge ce qui nous permettra d'obtenir une très faible valeur de la puissance transmise.

L'utilisation d'une cathode chaude émétrice d'électrons nous donne rapidement une grande valeur de n, même pour de faibles puissances incidentes. Pour obtenir ce même résultat en électrodes froides, une puissance incidente plus importante serait nécessaire ; il s'en suit que la puissance transmise, qui compte tenu de la valeur des coefficients de réflexion et d'absorption est une fraction connue de la puissance incidente, sera plus faible si l'on emploie une cathode chaude.

Il faut enfin remarquer que la densité n ne peut augmenter indéfiniment, et que dans notre cas particulier il existe une densité n_c pour laquelle l'onde ne peut plus se propager dans le gaz ionisé ; cette densité de coupure est obtenue lorsque la constante diélectrique $\varepsilon/\varepsilon_0$ du milieu est nulle.

Sachant que la théorie de Maxwell nous permet d'écrire :


R
coéfficient de réflection
1
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
10^{-4}
0
ω^2
$2\omega^2$
$5\omega^2$
ω_p^2 ⟶
0
1
2
3
4


k^2
k^2 : indice d'absorption
1
0,8
0,6
0,4
0,2
0
ω^2
$2\omega^2$
$5\omega^2$
ω_p^2 ⟶
0
1
2
3
4

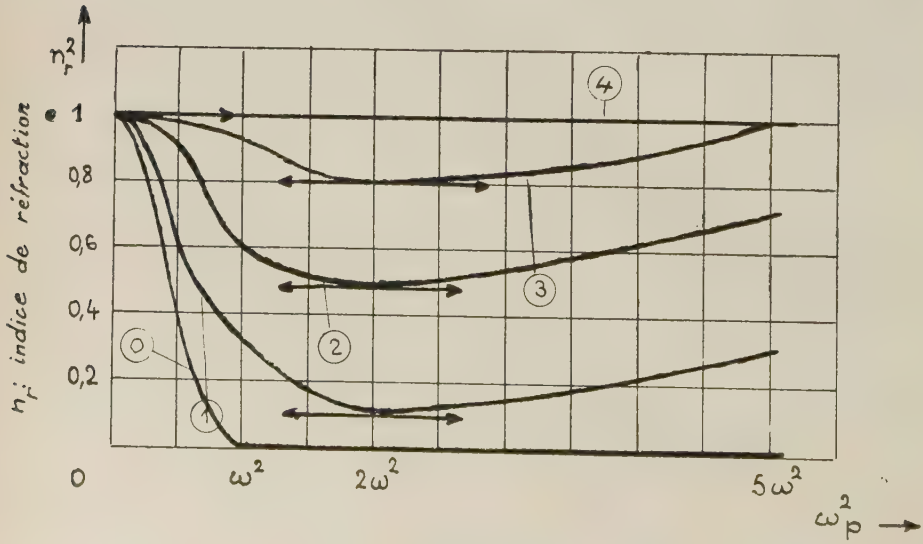

n_r^2
n_r : indice de réfraction
1
0,8
0,6
0,4
0,2
0
ω^2
$2\omega^2$
$5\omega^2$
ω_p^2 ⟶
0
1
2
3
4

Fig. 10

$\varepsilon/\varepsilon_0 = N^2_r - k^2$ nous obtenons $\varepsilon/\varepsilon_0 = 1 - \frac{\omega^2_p}{\nu^2 + \omega^2}$

soit si ; $\nu \# \omega$ $\varepsilon/\varepsilon_0 = 1 - \frac{\omega^2_p}{2\omega^2}$

la densité de coupure est définie par : $2\ \omega^2 = \omega^2_p$

la fréquence f_p peut se mettre sous la forme $f_p \# 9000\ \sqrt{n}$ en Hertz

d'où $n \# 10^{12}$ élec/cm^3 pour $f = 10^{10}$ Hertz

les courbes données précédemment seront donc limitées en abscisses par la valeur de la densité de coupure.

CHAPITRE 6

ETUDE DU TEMPS DE DESIONISATION

(Etude du temps de disparition des électrons)

D'une façon générale la désionisation d'un gaz correspond à l'évolution autonome de la décharge dans le temps après arrêt brusque du processus d'ionisation. La durée est fonction du volume gazeux, de la nature du gaz, de la pression de remplissage ainsi que de l'état initial d'ionisation.

Dans un interrupteur hyperfréquence on définit le temps de désionisation comme le temps compris entre la fin du passage de l'impulsion d'émission, impulsion qui provoque la réflexion des ondes par l'interrupteur et l'instant où ce dernier est de nouveau apte à transmettre le signal écho de faible puissance par suite de la disparition des électrons de conductibilité.

Plusieurs phénomènes interviennent dans le temps de désionisation à savoir : la diffusion et la recombinaison des électrons avec les ions contenus dans le volume.

Dans les tubes T.R. usuels on emploie un procédé supplémentaire de disparition des électrons, leur capture par introduction de corps électro-négatifs tels que : la vapeur d'eau, le chlore et les halogènes ; qui ont pour effet de diminuer d'une façon importante le temps de désionisation, faisant passer ce dernier de plusieurs dizaines de micro-secondes à quelques micro-secondes.

On notera toutefois que l'introduction de corps électro-négatifs ne présente pas que des avantages, car leur quantité évolue au cours du temps soit du fait de la formation d'ions négatifs, soit par réactions chimiques (favorisées par les décharges).

Les tubes T.R. renfermant de tels corps présentent un inconvénient, leurs performances initiales diminuent en cours de fonctionnement.

L'utilisation d'une cathode chaude placée dans une cavité ne nous a pas permis l'introduction de corps électro-négatifs, nous avons donc cherché à abaisser le temps de désionisation en utilisant un champ continu comme procédé d'entraînement des électrons hors du volume ionisé.

Nous avons à cet effet maintenu en permanence aux bornes de la cavité une tension continue inférieure au potentiel d'amorçage du gaz mais suffisante pour assurer un entraînement rapide des électrons

vers l'anode. La vitesse des électrons pour chaque valeur du champ électrique appliqué est une fonction de la pression et de la nature du gaz.

Les méthodes usuelles permettant la mesure du temps de désionisation emploient des générateurs d'échos fictifs fournissant une impulsion hyperfréquence de faible puissance, échos dont le retard sur l'impulsion du magnétron est réglable. Il est alors nécessaire de déplacer cet écho dans le temps à l'aide de différentes lignes à retard pour définir un temps qu'il est usuel de considérer comme le temps de désionisation lorsque l'amplitude du signal transmis atteint la moitié de sa valeur pour une désionisation complète ; cette méthode nécessite de nombreux réglages.

Nous avons préféré utiliser une méthode (II) donnant par lecture directe sur un écran d'oscilloscope l'augmentation progressive de la transparence aux ondes H. F. résultant de la diminution de la concentration électronique suivant l'axe de la cavité (fig. 11).

Ce montage fait interférer les ondes émises par deux klystrons K_1 et K_2 décalés en fréquence de 10 Mhz (respectivement klystron signal et oscillateur local) situés de part et d'autre de l'interrupteur T.R. étudié. L'enveloppe des battements des deux klystrons est observée sur l'écran de l'oscilloscope.

Lors de l'ionisation du gaz par l'impulsion magnétron (de fréquence f_0 différente de 100 Mhz de la fréquence du klystron K_1 pour éviter toute perturbation sur la stabilitté du klystron ; pour plus de sécurité on protège le klystron par un filtre F) ; l'énergie du klystron signal K_1 est réfléchie par le gaz ionisé et la courbe des battements disparaît. L'enveloppe de ces derniers réapparaît graduellement pendant la désionisation, la cavité redevenant à nouveau transparente pour l'énergie du klystron signal.

Le balayage de l'oscilloscope est déclenché par le pilote du magnétron.

Pour obtenir une enveloppe de courbe correcte il est nécessaire de prendre les précautions suivantes :

1°) Découpler fortement le klystron signal par rapport à la cavité pour éviter que la variation d'impédance de la cavité au cours de la désionisation entraîne une variation de fréquence du klystron.

2°) Adapter les impédances des deux branches vues de la cavité à l'impédance caractéristique de la ligne principale à l'aide de deux déphaseurs : le déphaseur D_1 provoque un plan de court-circuit, pour les ondes émises par le magnétron, dans la branche a, b du té adapté.

Le déphaseur D_2 placé sur la ligne dérivée ramène le plan de court-circuit du T.R. dans la branche a, a' du té (petit côté).

Pour éviter que la puissance transmise au travers de la cavité crée une excitation par choc du cristal et des circuits amplificateurs on peut éventuellement placer un filtre accordé sur la fréquence du klystron signal, après la cavité à mesurer.

(II) J. Bricon, *Le Vide*, N° 65 (1957).

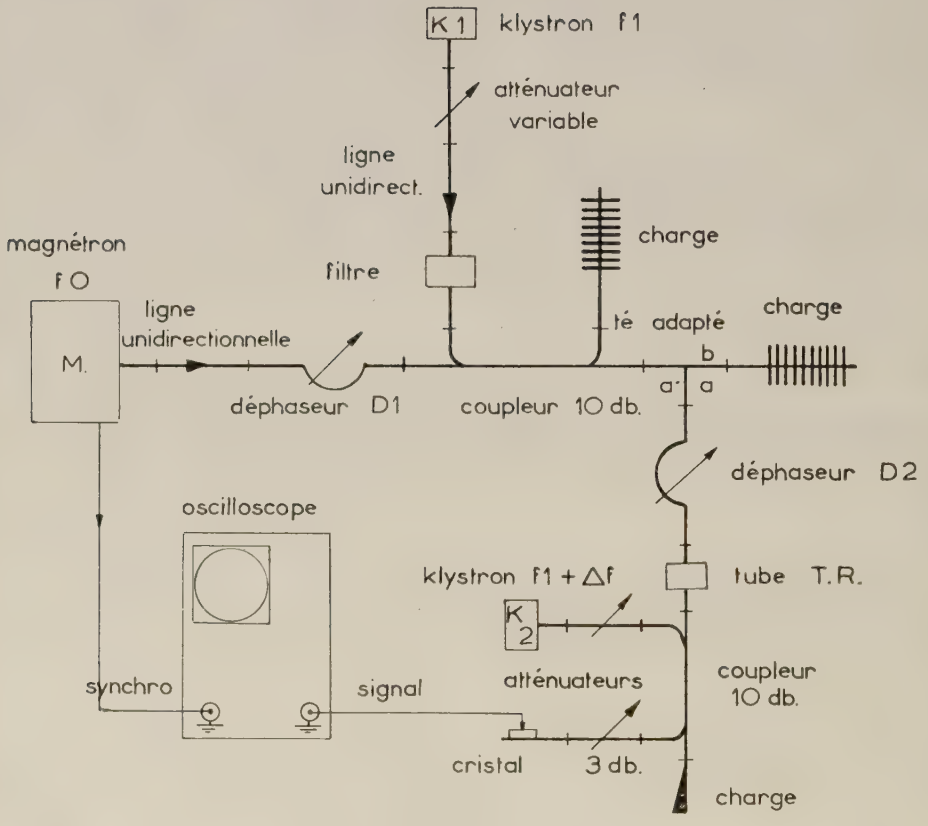

K 1
klystron f1
atténuateur
variable
ligne
unidirect.
charge
magnétron
f O
filtre
ligne
unidirectionnelle
M.
té adapté
charge
b
a'
a
déphaseur D1
coupleur 10 db.
déphaseur D2
oscilloscope
klystron f1 + Δf
tube T.R.
K
2
synchro
signal
atténuateurs
coupleur
10 db.
cristal
3 db.
charge

Fig. 11

De plus, il est nécessaire pour éviter un effet « cavité » entre le cristal et l'interrupteur, de placer le cristal récepteur en dérivation sur la ligne par l'intermédiaire d'un coupleur à 10 db ; on place enfin sur la ligne un atténuateur à 3 db permettant la mesure du temps de désionisation à 3 db.

Cette méthode de mesure nous a permis d'étudier comment varie le temps de désionisation suivant : la distance des électrodes, la pression du gaz, la nature du gaz, par suite nous verrons que le temps de désionisation dépend également de la tension continue établie en permanence entre les deux électrodes.

1°) *Variation du temps T de désionisation en fonction de la distance interélectrodes.* L'expérience montre que T augmente avec d, ce qui peut s'expliquer si l'on considère qu'une augmentation de d a pour effet d'augmenter le volume du gaz ionisé. Nous avons été conduit par la suite à prendre pour d une petite distance compatible avec une bonne adaptation de la cavité (d = 0,5 mm).

Pour étudier d'une façon plus précise l'influence de la pression et de la nature du gaz, nous avons opéré avec un écartement plus grand (d = 0,8 mm), ce qui donne des temps T grands ce qui permet de diminuer les erreurs relatives sur les mesures, du temps de désionisation.

2°) Les courbes tracées figure 12 donnent pour les différents gaz (Néon, Krypton, Xénon) *la variation de T en fonction de la pression pour deux distances interélectrodes données.*

L'expérience montre que pour une puissance incidente constante les courbes présentent toutes un maximum du temps de désionisation dont la valeur dépend de la nature du gaz ; la valeur de ce maximum est d'autant plus grande que la masse atomique du gaz est plus élevée.

A) Le maximum sépare la courbe en deux parties. Pour des pressions inférieures à la pression P qui correspond au maximum de temps de désionisation T, on constate que ce temps décroît très rapidement en même temps que la pression. Ce résultat suggère que la disparition plus rapide des électrons sous basse pression résulte principalement de leur diffusion plus rapide (leur coefficient de diffusion dans les gaz variant proportionnellement à leur libre parcours, c'est-à-dire inversement proportionnelle à la pression du gaz) ; par contre, pour des pressions supérieures à la pression P la décroissance de T lorsque la pression augmente suggère que l'augmentation de pression qui multiplie la fréquence des chocs électroniques avec les ions positifs facilite la disparition des électrons par recombinaison.

Ces deux modes de disparition doivent intervenir simultanément pour des pressions intermédiaires.

B) La valeur du maximum est d'autant plus grande que la masse atomique du gaz est plus élevée.

On peut interpréter ce résultat en remarquant que pour des basses pressions, la perte d'électrons a lieu par diffusion, libre puis ambipolaire ; la diffusion ambipolaire dépendant de la mobilité des ions.

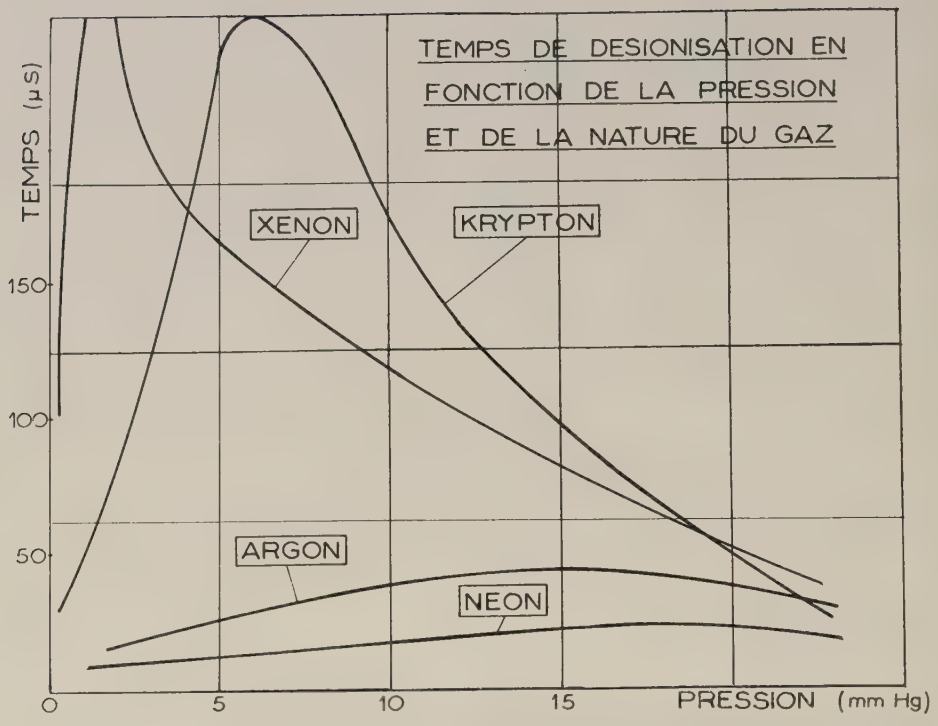


Fig. 12

donc de leur masse, il s'en suit que la perte d'électrons sera plus importante dans le Néon que dans le Krypton et à fortiori dans le Xénon.

Lorsque la pression augmente, le gaz d'électrons se refroidit d'autant plus rapidement que la masse de l'atome du gaz est plus faible ; en effet, pour que les collisions refroidissent le plasma avec un maximum d'efficacité, il faut que la masse des atomes présents soit aussi proche que possible de celle des électrons, dans ce cas il se produit un abaissement rapide de la température électronique, condition favorable pour la recombinaison. Il s'en suit que la disparition des électrons par recombinaison aura lieu après la décharge à un instant d'autant plus court que la masse atomique du gaz sera plus faible, le temps de désionisation sera donc une fonction croissante, pour le domaine de pressions choisi, de la masse atomique du gaz.

3°) *Influence de la tension continue appliquée.*

Nous avons vérifié expérimentalement :

a) que quelle que soit la nature du gaz on constate que le temps de désionisation décroît lorsque l'on augmente la tension continue principalement pour des basses pressions qui correspondent à la disparition

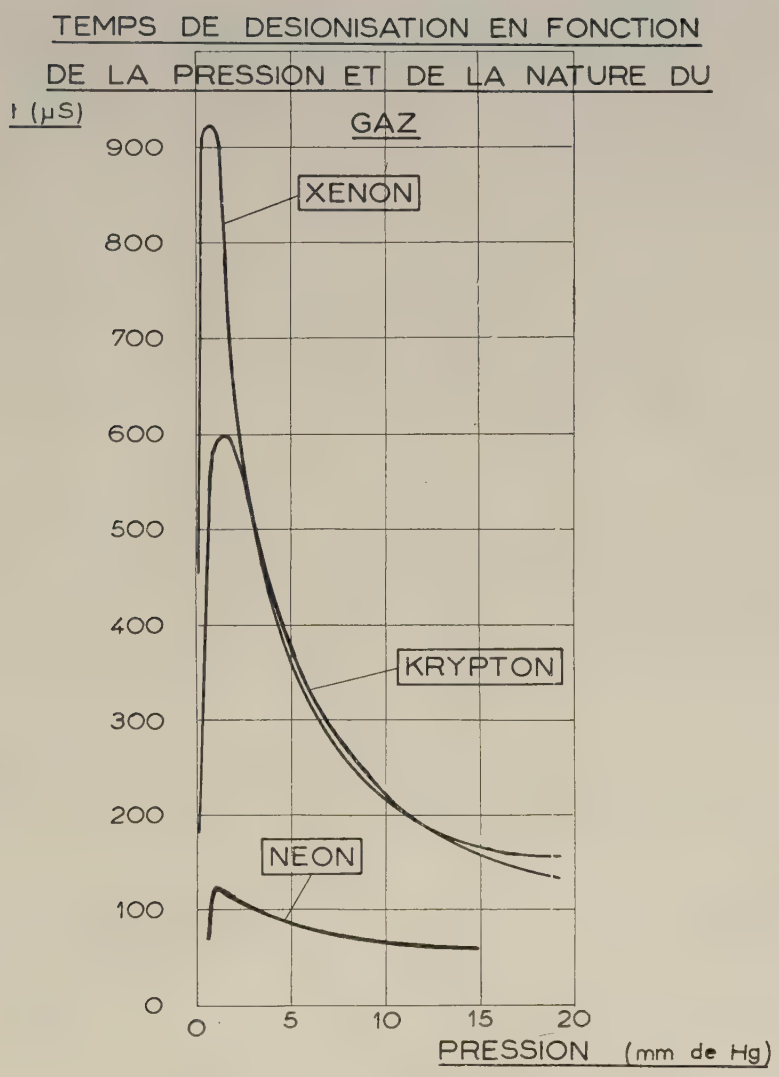


Fig. 12

des électrons par diffusion. Par contre, pour des pressions élevées l'augmentation de vitesse des électrons par le champ a pour effet de diminuer les recombinaisons et augmente le temps de désionisation. Ces résultats confirment notre interprétation, on conçoit que la recombinaison des électrons et des ions positifs diminue du fait de leur séparation par le champ.

Nous avons dans la suite de cette étude opéré à basse pression, de façon à augmenter d'une part la diffusion latérale des électrons en dehors de la décharge et d'autre part leur entraînement par le champ.

Nous avons essayé d'interpréter ce résultat expérimental (la diminution du temps de désionisation par augmentation de la tension appliquée E).

pour cela, considérons le flux électronique en présence d'un champ continu, il a pour expression :

$$\vec{\Gamma} = - D \vec{\nabla} n - n\mu\vec{E}$$

avec D coefficient de diffusion,

n densité électronique dans une tranche d'épaisseur z, z+dz

μ mobilité pour un champ E donné.

La variation de densité dans cette tranche élémentaire de l'instant t à t+dt est :

$$(1) \qquad - dn = \left(- D \nabla^2 n - \mu E \frac{\delta n}{\delta z} \right) dt$$

en absence de champ pour le phénomène de diffusion seul, la variation de la densité suit une loi de décroissance exponentielle de la forme :

$$n = n_0 e^{-kt}$$

si nous appelons τ le temps pour lequel la densité a une valeur donnée ($n = n_1$) τ, sera le temps de désionisation relatif à cette valeur. La loi de décroissance peut s'écrire :

$$n = n_0 e^{-Kt/\tau}$$

sa variation en fonction du temps est $\frac{dn}{dt} = \frac{kn}{\tau}$ (2)

pour chaque intervalle de temps dt la variation de la densité se trouve modifiée en fonction du temps par l'action du champ appliqué E suivant la realtion (I) établie précédemment.

On déduit de (I) et de (2)

$$(3) \qquad \nabla^2 n + \mu \frac{E}{D} \frac{\delta n}{\delta z} + n \frac{K}{D\tau} = 0$$

cette équation se résoud par la méthode des variables séparées : compte tenu que la cavité utilisée peut être considérée comme cylindrique (de hauteur L et de rayon R et que le champ E est axial) et que l'on considère que la densité électronique n'est nulle sur les parois de la cavité, la solution de l'équation (3) est donnée par :

$$n = n_0 J_0 \left(\frac{2{,}4\ r}{R} \right) \sin \left(\frac{\pi}{L} z \right) e^{\frac{-\mu E}{2D} z}$$

avec $$\frac{K}{D\tau} = \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 + \left(\frac{\mu E}{2D}\right)^2 + \left(\frac{2{,}4\,r}{R}\right)^2$$

le terme exponentielle correspond à l'entraînement des électrons par le champ.

La relation ci-dessus permet de mettre en évidence une relation entre les temps de désionisation τ_1 et τ_0 respectivement avec et sans tension continue :

$$\frac{K}{D\tau_1} = \frac{K}{D\tau_0} + \left(\frac{\mu E_1}{2D}\right)^2$$

Considérons deux valeurs de champ E_1 et E_2 auxquels correspondent les temps τ_1 et τ_2

il vient : $$\frac{1}{\tau_1} - \frac{1}{\tau_0} = (\mu_1 E_1)^2 \frac{1}{4\,DK}$$

$$\frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_0} = (\mu_2 E_2)^2 \frac{1}{4\,DK}$$

relations que nous pouvons mettre sous la forme :

$$\left(\frac{\mu_1 E_1}{\mu_2 E_2}\right)^2 = \frac{\tau_2}{\tau_1}\left(\frac{\tau_0 - \tau_1}{\tau_0 - \tau_2}\right) \quad \text{soit} \quad \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^2 = \frac{\tau_2}{\tau_1}\left(\frac{\tau_0 - \tau_1}{\tau_0 - \tau_2}\right)$$

cette relation est qualitativement satisfaite, les deux membres ont tous leurs facteurs simultanément supérieurs ou inférieurs à l'unité (avec v vitesse des électrons dans les gaz).

Pour pouvoir vérifier quantitativement cette interprétation théorique nous avons transformé la relation précédente en introduisant des données accessibles à l'expérience ; pour cela nous avons considéré les courbes donnant en fonction du champ réduit E/p (avec p pression du gaz) la valeur de la vitesse des électrons dans différents gaz rares.

Ces courbes nous montrent que pour de grandes valeurs de E/p on peut en première approximation considérer que la vitesse des électrons varie d'une façon linéaire avec E/p.

Le champ appliqué E n'étant pas suffisant pour être ionisant, nous négligeons l'influence des collisions entre particules chargées et les perturbations dues au champ électrique des particules ainsi que les variations de charges résultantes lors d'ionisation possibles pendant la période de la désionisation.

Si nous considérons pour un gaz déterminé une pression donnée il s'en suit qu'à deux valeurs de champ E_1 et E_2 il correspondra deux valeurs de vitesse v_1 et v_2 qui leur seront respectivement proportionnelles, ce qui nous permet d'écrire la relation sous la forme :

$$\left(\frac{E_1}{E_2}\right)^2 = \frac{\tau_2}{\tau_1}\left(\frac{\tau_0 - \tau_1}{\tau_0 - \tau_2}\right)$$

relation valable quel que soit le gaz employé.

En remarquant enfin que la distance interélectrodes est fixe, on peut écrire l'égalité ci-dessus :

$$(1) \quad \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^2 = \frac{\tau_2}{\tau_1} \left(\frac{\tau_0 - \tau_1}{\tau_0 - \tau_2}\right)$$

avec V tension directement appliquée aux bornes de la cavité. Cette relation déduite de la théorie nous permet de faire une vérification expérimentale ; il suffit de considérer les diagrammes expérimentaux donnant la variation du temps de désionisation en fonction de la tension appliquée V.

Les figures 13 et 14 nous montrent deux exemples de ces diagrammes,

Nous avons :

a) *pour le gaz Néon* (pour une pression de 6 mm) :

pour $V = 0$ v	$\tau_0 = 64$ μ s
pour $V_1 = 170$ v	$\tau_1 = 38$ μ s
pour $V_2 = 250$ v	$\tau_2 = 24$ μ s

portons ces résultats dans la relation (I)

$$\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^2 = 0{,}46 \text{ et } \frac{\tau_2}{\tau_1}\left(\frac{\tau_0 - \tau_1}{\tau_0 - \tau_2}\right) = 0{,}42$$

b) *pour le gaz Krypton* (pour une pression de 2 mm) :

pour $V = 0$ v	$\tau_0 = 50$ μ s
pour $V_1 = 100$ v	$\tau_1 = 25$ μ s
pour $V_2 = 150$ v	$\tau_2 = 14$ μ s
pour $V_3 = 250$ v	$\tau_3 = 7$ μ s

$$\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^2 = 0{,}44 \text{ et } \frac{\tau_2}{\tau_1}\left(\frac{\tau_0 - \tau_1}{\tau_0 - \tau_2}\right) = 0{,}39$$

$$\left(\frac{V_2}{V_3}\right)^2 = 0{,}36 \text{ et } \frac{\tau_3}{\tau_2}\left(\frac{\tau_0 - \tau_2}{\tau_0 - \tau_3}\right) = 0{,}41$$

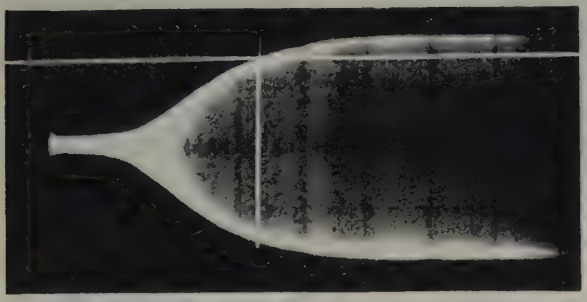
la concordance des résultats permet de penser qu'en première approximation l'étude théorique rend compte du phénomène d'entraînement des électrons par le champ.

La connaissance des courbes donnant en fonction du temps la transparence du gaz ionisé aux ondes H.F., associées à la loi théorique de disparition des électrons par diffusion (domaine des faibles pressions), soit : $n = n_0 e^{-kt}$

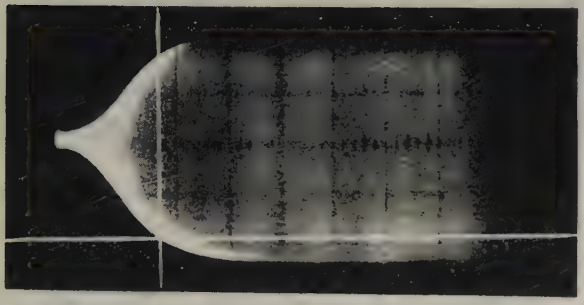
nous permet de montrer qualitativement que le nombre n_0 d'électrons présents dans la décharge à l'instant initial (juste après l'arrêt de l'impulsion H.F.) est en première approximation le même quel que soit le gaz utilisé.

Nous avons pour cela tracé les droites donnant $\text{Log } n_0/n = kt$ pour chaque gaz ; si nous considérons que quel que soit le gaz, à une même transparence correspond une même densité, il nous suffit de choisir

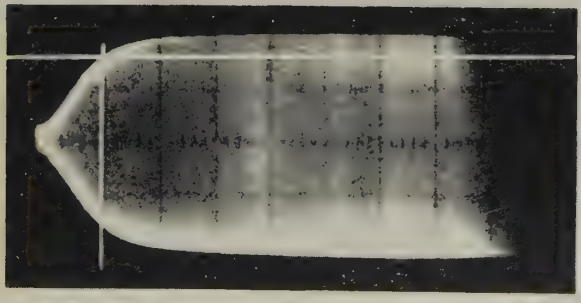
Oscillogrammes des temps de désionisation pour une pression de 6 mm. de Néon.



V_0 = 0 Volt τ_0 = 64 µs.



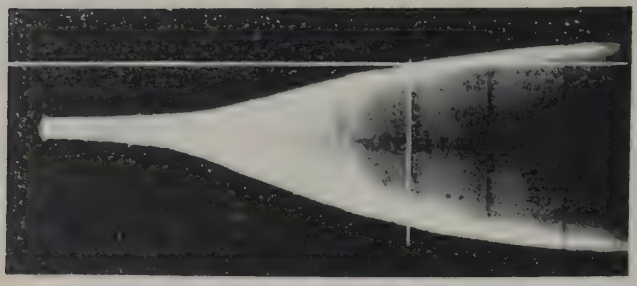
V_1 = 170 V. τ_1 = 38 µs.



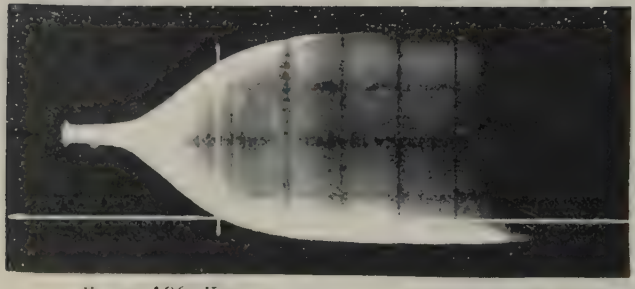
V_2 = 250 V. τ_2 = 24 µs.

Fig. 13

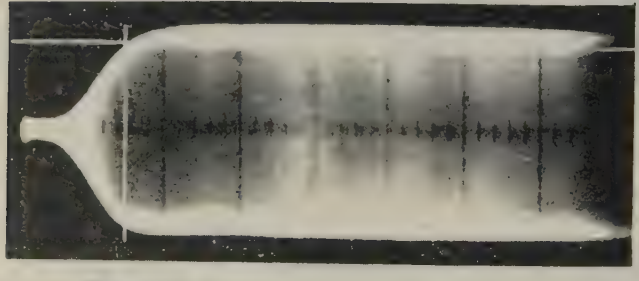
Oscillogrammes des temps de désionisation pour une pression de 2 mm. de Krypton.



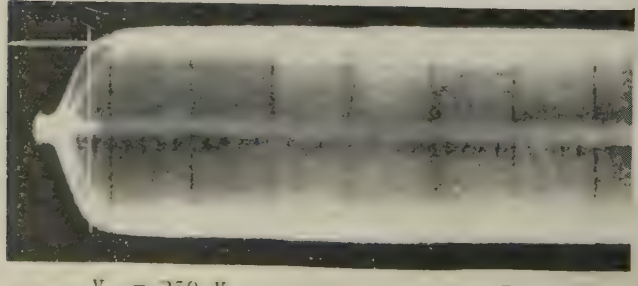
V_0 = 0 Volt τ_0 = 50 µs.



V_1 = 100 V. τ_1 = 25 µs.



V_2 = 150 V. τ_2 = 14 µs.



V_3 = 250 V. τ_3 = 7 µs.

Fig. 14

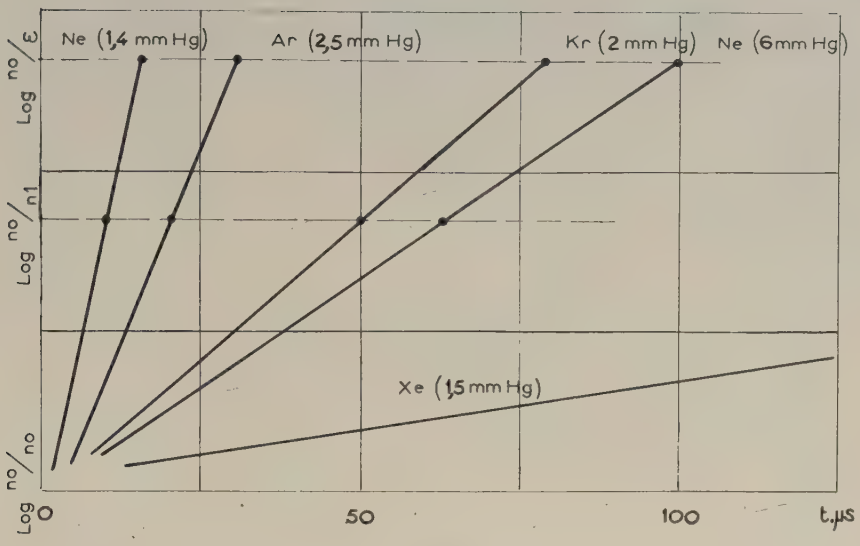


Fig. 15

arbitrairement deux valeurs de la transparence (identiques pour les différents gaz) soient T_ε (n_ε) et T_1 (n_1) auxquelles nous associons les temps respectifs t_ε et t_1 relatifs à chaque gaz, et de tracer les droites en prenant pour ordonnée respectivement les valeurs Log n_0/n_ε et Log n_0/n_1 en fonction des temps correspondants t_ε et t_1.

L'ensemble des droites paraît converger vers une valeur commune soit n_0 ce qui nous permet de penser que le nombre initial des électrons doit être approximativement le même au début de la désionisation pour les différents gaz. (Fig. 15).

On peut interpréter ce résultat en remarquant que la densité maximum dans la décharge peut être considérée comme celle obtenue pour $\varepsilon/\varepsilon_0 = 0$ soit pour $\omega^2+\nu^2 = \omega^2_p$ ou $\omega^2 + \nu^2 = Kn_0$
la quantité $(\omega^2+\nu^2)$ est pratiquement constante pour de faibles variations de la fréquence de collision, ce qui est le cas si l'on fait varier légèrement la pression ou si l'on change la nature du gaz pour un même domaine de pression ; la fréquence de collision varie peu lorsque l'on change de gaz, exemple :

Argon	$\nu = 2{,}77\ 10^9 p$	(mm Hg)
Néon	$\nu = 2{,}02\ 10^9 p$	
Xénon	$\nu = 3{,}3\ \ 10^9 p$	

la quantité $(\nu^2+\omega^2)$ ayant une variation très faible, on peut donc considérer que n_0 est constant quel que soit le gaz.

Nous avons pour une même pression tracé sur la figure 16 la courbe donnant en fonction du temps la transparence aux ondes H.F. du gaz ionisé et ceci pour différents gaz (Xe, Ar, Ne).

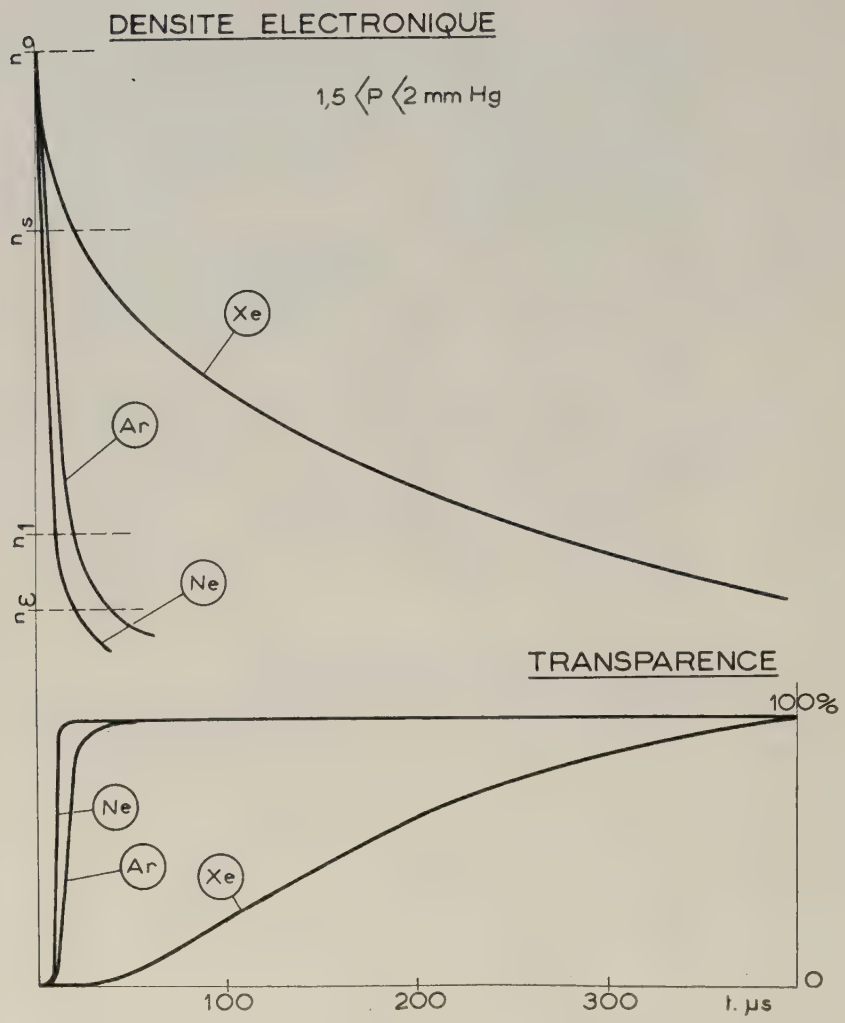


Fig. 16

Si nous supposons que pour une valeur donnée de la transparence nous avons une même densité électronique n quel que soit le gaz et si compte tenu de la figure précédente nous admettons que nous avons une même valeur initiale n_o, nous pouvons tracer qualitativement les courbes donnant la décroissance de la densité des électrons en fonction du temps.

Ces courbes font apparaître que le temps correspondant à une même variation de densité est d'autant plus long que la masse atomique du gaz est plus grande. Ce résultat peut s'expliquer si l'on considère que

le coefficient de diffusion libre des électrons est plus élevé dans le Néon que dans l'Argon et à fortiori que dans le Xénon ; pour cela considérons le coefficient de diffusion libre D :

$$D = \frac{kTe}{m\nu}$$

que l'on peut encore écrire $D = \frac{kTe}{m\sigma_0 N\omega_1}$ si l'on suppose que les molécules sont assimilables à des sphères impénétrables (ce qui est valable pour les gaz rares).

avec : σ_0 section efficace totale de collision élastique.

ω_1 vitesse moyenne des électrons, que l'on peut écrire :

$$\omega_1 = K\sqrt{T_e}$$

N nombre de molécules (indépendant de la nature du gaz).

T_e température des électrons.

compte tenu de cette dernière relation nous avons :

$$D = K^1 \frac{\sqrt{T_e}}{\sigma_0}$$

si nous supposons que l'équilibre thermique entre le gaz d'électrons et le gaz se fait en un temps court par rapport au temps de désionisation et compte tenu que :

$$(\sigma_0)_{Xe} > (\sigma_0)_{Ar} > (\sigma_0)_{Ne}$$

nous avons : $D_{Xe} < D_{Ar} < D_{Ne}$

Nous pouvons de la même façon que précédemment tracer pour un gaz donné la forme de la décroissance de la densité des électrons en fonction du temps pour différentes valeurs de la tension appliquée ; on remarque que la décroissance est d'autant plus rapide que la tension est plus grande. Les courbes tracées pour une tension donnée ne sont plus des exponentielles, on peut simplement considérer leur forme décroissante. Nous savons que cette décroissance plus rapide est due à l'effet d'entraînement des électrons par le champ appliqué (fig. 17).

Si nous comparons maintenant la variation de la décroissance de la densité en fonction de la tension appliquée pour deux gaz différents, on remarque que l'influence du champ continu est plus importante pour les gaz de masse atomique élevée. Différents phénomènes peuvent être invoqués pour expliquer que la diminution relative du temps de désionisation dans le Krypton est plus importante que dans le Néon ; en particulier on peut penser que la perte d'énergie et par conséquence de vitesse des électrons par chocs sur les atomes lourds est plus faible et qu'il s'en suit un entraînement plus rapide par le champ.

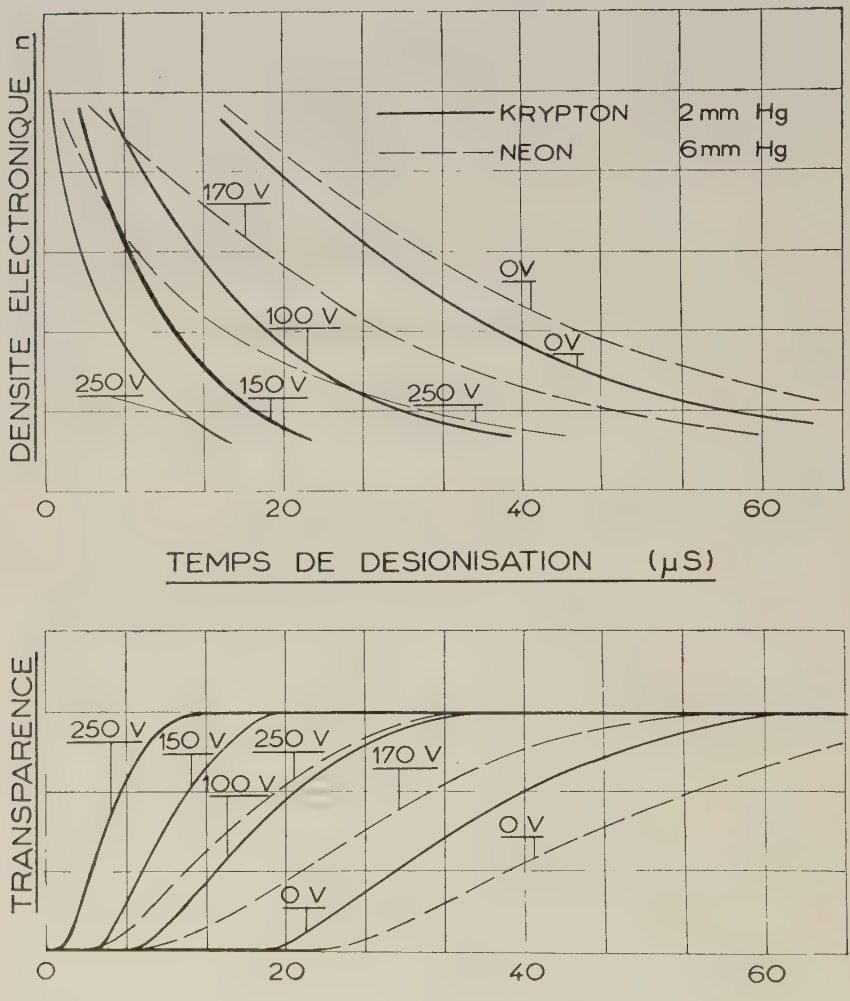

DENSITE ELECTRONIQUE n
KRYPTON 2 mm Hg
NEON 6 mm Hg
170 V
100 V
250 V
150 V
250 V
0V
0V
0
20
40
60
TEMPS DE DESIONISATION (μS)
TRANSPARENCE
250 V
150 V
100 V
250 V
170 V
0 V
0 V
0
20
40
60

Fig. 17

CONCLUSION

Nous nous proposons de montrer les améliorations apportées dans les performances d'un tube interrupteur hyperfréquence à gaz à électrodes froides, en remplaçant une des électrodes par une cathode chaude et en maintenant aux bornes du tube une tension continue légèrement inférieure au potentiel d'entretien de la décharge.

1°) Si nous comparons les valeurs de la puissance H.F. incidente juste nécessaire pour assurer l'amorçage, nous remarquons que le fonctionnement en cathode chaude abaisse d'environ 30 % la valeur de la puissance d'amorçage, ce qui a pour effet d'augmenter la sensibilité de l'interrupteur.

2°) L'énergie contenue dans la pointe diminue (40 %) lorsque la température de la cathode est élevée, assurant ainsi une protection plus efficace des systèmes récepteurs, ce qui permet l'utilisation de récepteurs plus sensibles sans risque de détérioration.

3°) L'abaissement du temps de désionisation est habituellement réalisé dans les tubes à électrodes froides par capture des électrons à l'aide de corps électronégatifs ; l'introduction d'une cathode chaude rend impossible l'emploi de tels corps, aussi nous nous sommes efforcés de diminuer le temps de désionisation en appliquant une tension continue créant ainsi un phénomène d'entraînement des électrons par le champ. Les résultats obtenus sont comparables et présentent l'avantage d'assurer le maintien des performances initiales au cours de fonctionnement.

Ces résultats ont été obtenus à l'aide de tubes construits avec les moyens du laboratoire ; si l'on compare les performances par rapport à celles des tubes T.R. de fabrication soignée réalisés dans l'industrie, on trouve des résultats meilleurs pour la puissance d'amorçage et l'énergie de « pointe » et équivalents pour le temps de désionisation. On peut donc penser que ces procédés appliqués à de tels tubes permettraient d'améliorer toutes leurs performances.

Appendice N° 1

VARIATION DE LA FREQUENCE D'UNE CAVITE RESONNANTE AVEC LA DENSITE DU PLASMA QU'ELLE RENFERME

Considérons une cavité hyperfréquence, le champ E.M. dans la cavité en l'absence de plasma a pour composantes :

$$E_0 e^{j\omega_0 t} \qquad H_0 e^{j\omega_0 t}$$

L'ionisation du gaz modifie ces valeurs et donne deux nouvelles composantes

$$E_1 e^{j\omega_1 t} \qquad H_1 e^{j\omega_1 t}$$

Ecrivons les équations de Maxwell dans les deux cas :

$$\begin{cases} \text{rot } H_0 = \dfrac{\delta D}{\delta t} \\ \text{rot } E_0 = -\dfrac{\delta B}{\delta t} \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} \text{rot } H_1 = \dfrac{\delta D}{\delta t} + \sigma E_1 \\ \text{rot } E_1 = -\dfrac{\delta B}{\delta t} \end{cases}$$

après avoir multiplié les deux systèmes respectivement par E_1 H_1 et $E_0 H_0$ et soustrait les deux relations, il vient, compte tenu de :

$$\text{div } (\vec{u} \Lambda \vec{v}) = -\vec{u}\,\vec{\text{rot}}\,\vec{v} + \vec{v}\,\vec{\text{rot}}\,\vec{u}$$

$$\text{div } (H_0 \Lambda E_1 + E_0 \Lambda H_1) = j\,(\omega_0 - \omega_1)\,(\varepsilon_0 E_1 E_0 - \mu_0 H_1 H_0) - \sigma E_1 E_0$$

Intégrons cette relation sur tout le volume de la cavité et tenant compte des conditions aux limites sur les parois conductrices :

$(H \Lambda E)\ n = 0$ pour la cavité de révolution.

$$\iiint_V \text{div } (H_0 \Lambda E_1 + E_0 \Lambda H_1)\ dv = \iint_S (H_0 \Lambda E_1 + E_0 \Lambda H_1)\ nds = 0$$

d'où $$j\,(\omega_0 - \omega_1) \iiint_V (\varepsilon_0 E_1 E_0 - \mu_0 H_1 H_0)\ dV - \iiint_V E_1 E_0 \sigma dV = 0$$

Les barres $\iiint$ et $\iint$ signifient : symbole intégrale.

$$\omega_1 - \omega_0 = \frac{j \iiint_{V\ \text{plasma}} \sigma E_1 E_0 dV}{\iiint_{V\ \text{cavité}} (\varepsilon_0 E_1 E_0 - \mu_0 H_1 H_0)\ dv}$$

$\sigma = 0$ hors du plasma

pour des plasmas peu denses $H_0 \# H_1$ et $E_0 \# E_1$

ω_1 et ω_0 étant les pulsations à la résonnance, nous avons donc les énergies électriques et magnétiques égales, soit :

$$\varepsilon_0 \iiint_V E^2{}_0\, dv = \mu_0 \iiint_V H_0{}^2\ dv$$

$$\Delta\omega = \frac{j \iiint_{V_p} \sigma E_0{}^2\ dv}{2\,\varepsilon_0 \iiint_V E_0{}^2\, dv}$$

$$\sigma = \frac{ne^2}{m}\left(\frac{\nu}{\nu^2 + \omega^2} - j\,\frac{\omega}{\nu^2 + \omega^2}\right)$$

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{ne^2}{2\,\varepsilon_0 m\,(\nu^2 + \omega^2)} \frac{\iiint_{pl} E_0{}^2\, dv}{\iiint_c E_0{}^2\, dv} = \frac{\Delta f}{f}$$

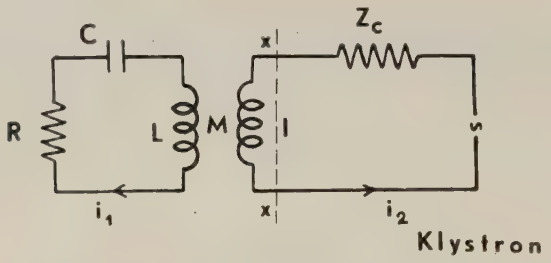
le désaccord est directement proportionnel à la densité.

Appendice N° 2

DETERMINATION DU TERME DE COUPLAGE β

Expression des coefficients de surtension Q_{ch} , Q_o , Q_{ext} . d'une cavité à partir des paramètres du circuit R, L, C, M et Z_c

Une cavité couplée à une ligne de transmission peut être représentée par le schéma suivant :



L'iris de couplage est figurée par un transformateur dont l'auto-inductance du secondaire est égale à celle du circuit oscillant représentant la cavité.

1°) *Le coefficient de surtension à vide* Q_o est donné par

$$Q_0 = 2\pi \frac{W_T}{W_0}$$

où W_T est l'énergie totale emmagasinée $W_T = \frac{1}{2} Li_2^2 + \frac{1}{2} CV^2$

soit à la résonnance $W_T = Li_2^2$ (i_2 intensité efficace)

W_0 est l'énergie perdue par conductivité finie par des parois, soit

par période $W_0 = Ri_2^2 T$ soit $W_0 = Ri_2^2 \frac{2\pi}{\omega_0}$

compte tenu de ces relations $Q_0 = \frac{L\omega_0}{R}$

2°) *Le coefficient de surtension* Q_{ext} *de couplage est*

$$Q_{ext} = 2\pi \frac{W_T}{W_C}$$

on suppose l'impédance de couplage réelle et égale à $\frac{M^2\omega_0^2}{Z_c}$

d'où l'énergie perdue par couplage en une période :

$$Wc = \frac{M^2\omega_0^2}{Z_c} i^2_2 \frac{2\pi}{\omega_0} \qquad Q_{ext} = \frac{L\omega_0}{M^2\omega_0} Z_c$$

3°) Le coefficient de surtension en charge est donné par :

$$Q_{ch} = 2\pi \frac{W_T}{W_O + W_c} \qquad \text{soit} \qquad Q_{ch} = \frac{L\omega_0}{R + \frac{M^2\omega^2_0}{Z_c}}$$

Les expressions des coefficients de surtension étant rappelées, nous allons établir une relation entre l'impédance de la cavité et les coefficients Q_o, Q_{ext}

Dans un plan de référence choisi x, x', l'impédance de la cavité est :

$$Z_R = jl\omega + \frac{M^2\omega^2}{R + j\,(L\omega - 1/c\omega)} \qquad Z_R = jl\omega + \frac{Z_c}{\frac{RZ_c}{M^2\omega^2} + j\,\frac{L\omega_0}{M^2\omega^2}\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)}$$

$$Z_R = jl\omega + \frac{Z_c}{\frac{Q_{ext}}{Q_0} + j\,Q_{ext}\left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)}$$

à la résonnance $(Z_R)_o = jl\omega_0 + Z_c\, Q_o/Q_{ext}$, soit : $(Z_R)_0 = jl\omega_0 + \beta Z_c$
avec β coefficient de couplage.
le terme $jl\omega_0$ traduit les pertes en dehors de la résonnance
si $\omega \neq \omega_0$ $\quad Z_R \# jl\omega$

L'expression du T.O.S. pour une ligne terminée par une impédance Z_R est :

$$s = \frac{Z_R + Z_c + Z_R - Z_c}{Z_R + Z_c - Z_R - Z_c}$$

si $Z_R \geqslant Z_c$ $\quad s = Z_R/Z_c = z_r$
si $Z_R \leqslant Z_c$ $\quad s = Z_c/Z_R = 1/z_r$

loin de la résonnance $Z_R = l\omega$ est faible et réel ; il lui correspond un T.O.S. $s' = Z_c/l\omega$ avec en général $s' > 50$ à la résonnance nous avons montré que $(z_R)_o = \frac{Z_R}{Z_c} = \frac{jl\omega}{Z_c} + \beta$ et établi que :

1°) si $Z_R \geqslant Z_c$ $\quad s = z_r$
d'où à la résonnance $s_0 = {}^1/s' + \beta$ $\quad \beta = s_0 - {}^1/s'$ soit $\beta > 1$

2°) si $Z_R \leqslant Z_C$ $\quad z_r = \frac{1}{s}$

d'où à la résonnance $1/s_0 = {}^1/s' + \beta$ $\quad \beta = 1/s_0 - {}^1/s'$ soit $\beta < 1$

Pour différencier les deux cas $\beta < 1$, $\beta > 1$ on opère de la façon suivante : on choisit l'origine des phases, par exemple φ_o pour une fréquence ω loin de la résonnance $\omega \neq \omega_0$ puis on trace expérimenta-

lement la courbe de la variation de phase en fonction de la fréquence. L'impédance dans un plan fixe est donnée par :

$$\frac{Z_R}{Z_0} = \frac{1 + j\ (TOS)\ tg\ \beta x}{(TOS) - j\ tg\ \beta x}$$

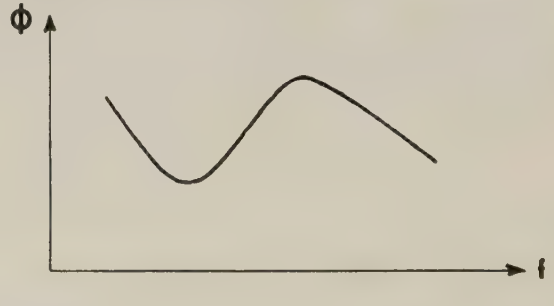
avec comme phase $\varphi = \varphi_0 + \beta x$
loin de la résonnance :

$$\left(\frac{Z_R}{Z_0}\right)_{\omega \neq \omega_0} = \frac{1 + j\ (TOS)\ tg\ \varphi_0}{(TOS) - j\ tg\ \varphi_0} = \frac{1}{TOS}$$

Le T.O.S. étant grand, loin de l'accord $\left(\frac{Z_R}{Z_0}\right)_{\omega \neq \omega_0} \rightarrow 0$

d'où la graduation du diagramme circulaire

1°) Si $\beta < 1$ l'impédance $z_r < 1$ et correspond au diagramme a ; la phase d'un minimum se déplace suivant la courbe d'aspect ci-dessous.



2°) Si $\beta > 1$ l'impédance est donnée par la courbe b $z_r > 1$ $(z_r)_0 = s_0$ la phase a une variation continue.

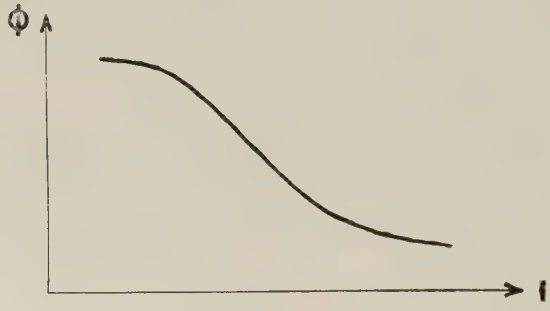
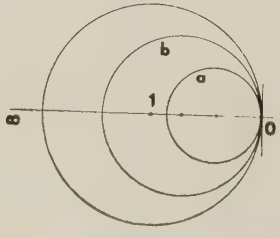


Diagramme circulaire :



La connaissance de la courbe de phase permet ainsi de différencier les cas $\beta > 1$ ou $\beta < 1$.

BIBLIOGRAPHIE

Warnecke R. et Guenard P. — Les tubes électroniques à commande par modulation de vitesse. G. Villars.

Kiriloff A. — Electronics Oct. 14, 1960, p. 96.

Huber H. et Freytag J. — Rapports CSF. Le Vide, n° 54, nov. 1954.

Gordon Francis. — Ionization Phenomena in Gases.

Goldstein L. — Electrical Discharge in Gases and Modern Electronics Advances in electronics and electron physics. Vol. 8, 1955.

Smullin L. D. et Montgomery C. G. — Microwave Duplexers. MIT, vol. 14.

Ragan G. L. — Microwave Transmission Circuits. MIT, vol. 9.

Montgomery C. G. — Technique des Mesures en Micro-ondes, Chiron.

Ridenour L. N. — Construction et réalisation des dispositifs radar, Chiron.

Raoult G. — Les Ondes Centimétriques, Masson.

Goudet G. et Chavances P. — Les Ondes Centimétriques, Chiron.

Ginzton E. L. — Microwave Measurements International Series of Pure and Applied Physics.

Mumford W. — Maximaly Flat Filters in Waveguide B.S.T.J. Vol. 27, oct. 1948.

Spitzer L. — Physique des Gaz complètement Ionisés, Dunod.

Delcroix J. L. — Théorie des Gaz Ionisés, Dunod.

Denisse J. F. et Delcroix J. L. — Théorie des Ondes dans les Plasmas, Dunod.

Von Engel. — Ionized Gases, Oxford 1955.

Brown S. C. — Basic Data of Plasma Physics, Wiley.

Brown S. C. et Varnerin L. J. — Phys. Rev. 79.946, 1950.

Laporte M. — Décharge électrique dans les gaz, A. Colin.

Laporte M. — Comptes Rendus Ac. Sc. 9 mai 1960.

Godart J. — Comptes Rendus Ac. Sc. 16 mai 1960.

Drummond J. E. — Plasma Physics, McGraw-Hill.

Chandrasekhar S. — Plasma Physics, Chicago Press.

Bruhat G. — Cours d'optique, Masson.

Oskam H. J. — Microwave Investigation.

Bricon. — Le Vide, n° 65, 1957 (rapport C.F.T.H.).

Godart J. et Baravian G. — Comptes Rendus Ac. Sc. 26 févr. 1962.

Handbuch der Physik. — Vol. 21 et 22.

DEUXIEME THÈSE

Proposition donnée par la Faculté

CONVERSION DIRECTE DE LA CHALEUR EN ÉLECTRICITÉ

(Diode à vide, Diode à césium)

Vu et approuvé :

Paris, le 27 *mai* 1962

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

Marc ZAMANSKY

Vu

et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean ROCHE

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 9

CHAPITRE PREMIER. — ETUDE ET RÉALISATION DE L'INTERRUPTEUR.

— Etude théorique d'une cavité rhumbatron 12

— Etude expérimentale de la cavité 17

— Comparaison des résultats expérimentaux et théoriques .. 20

CHAPITRE 2. — ETUDE DES CATHODES 22

CHAPITRE 3. — ETUDE DE L'AMORÇAGE D'UN GAZ PAR ACTION D'UN CHAMP ÉLECTROMAGNÉTIQUE TRÈS HAUTE FRÉQUENCE.

— Considérations théoriques 24

— Résultats expérimentaux 27

CHAPITRE 4. — ETUDE DE L'ÉNERGIE TRANSMISE DANS LA POINTE.

— Remarque sur la forme de l'impulsion transmise 32

— Montages expérimentaux et résultats 34

CHAPITRE 5. — ENERGIE TRANSMISE DANS LE PALIER.

— Considérations théoriques 39

CHAPITRE 6. — TEMPS DE DÉSIONISATION.

— Description de la méthode de mesure 44

— Variation du temps de désionisation en fonction de la distance interélectrode 47

— Variation du temps de désionisation en fonction de la pression 47

— Influence de la tension appliquée 48

APPENDICE N° 1 60

APPENDICE N° 2 62

BIBLIOGRAPHIE 65

ACHEVÉ D'IMPRIMER
SUR LES PRESSES
DE L'IMPRIMERIE
MODERNE A LANGRES
LE 12 DECEMBRE 1962